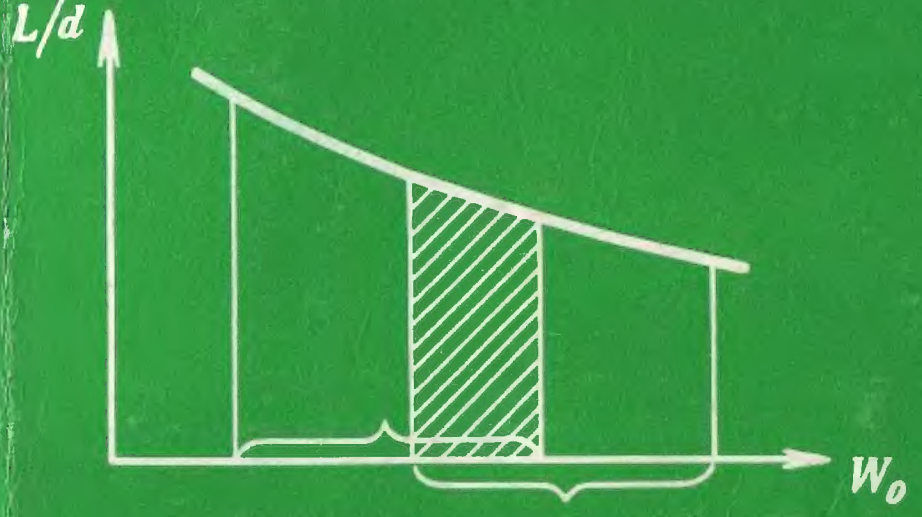
VISIT…

Для служебного пользования

Экз. №

М. С. Горохов

ВНУТРЕННЯЯ БАЛЛИСТИКА СТВОЛЬНЫХ СИСТЕМ



Москва — 1985

Для служебного пользования

*Экз. №*_____

М. С. ГОРОХОВ

ВНУТРЕННЯЯ БАЛЛИСТИКА СТВОЛЬНЫХ СИСТЕМ

Москва—1985

УДК 623.52 (07)

Горохов М.С.

Внутренняя баллистика ствольных систем. - М.: ЦНИИ информации, 1985. - 160 с.

В книге выведены система уравнений внутренней баллистики и условия полного и ограниченного подобия, как примеры применения теории подобия; приведены таблицы ГАУ по внутренней баллистике, обобщенный метод Дроздова, исследование свойств кривых давлений. В теории баллистического проектирования особое внимание обращено на задачу о наименьшей массе заряда, изложен метод определения длины ствола в зависимости от объема каморы, кроме того, рассмотрен метод обработки результатов баллистических испытаний при подборе зарядов на полигонах.

Книга может быть полезной для научных работников, занимающихся вопросами проектирования и исследования ствольного артиллерийского оружия.

Р е ц е н з е н т канд.техн.наук В.А.НАЗАРКИН

© ЦНИИ информации,

ПРЕДИСЛОВИЕ

В книге рассмотрены вопросы внутренней баллистики орудия без истечения газа с цилиндрическим каналом. В первой главе выведены уравнения внутренней баллистики более строго, нежели это имело место в предшествующих работах, пригодные не только для систем классической схемы выстрела, но и для динамореактивных систем(ДРС)и минометов. В основу вывода уравнений положены допущения, что все зерна заряда воспламеняются мгновенно и что газ и пороховые зерна образуют газопороховую смесь, которая распределяется равномерно в заснарядном пространстве в каждый момент времени. Для учета горения пороха использована одночленная линейная зависимость скорости горения от давления и геометрический закон газообразования. Эти допущения позволили свести решение задачи к интегрированию системы обыкновенных уравнений. Приведена новая зависимость для единичной скорости горения, по форме такая же,как и формула Чаппета-Серебрякова, но в ней правильно учтено влияние различных добавок, удаляемых и неудаляемых; проанализированы влияние уширения каморы и постепенного врезания и изменение температуры газов в ДРС. На отдельных примерах обоснованы допущения и роль давления форсирования.

Ввиду чрезвычайной сложности процесса выстрела результаты расчета по математической модели согласованы с опытными данными. Для систем закрытого типа (пушки, гаубицы) такими коэффициентами согласования служат параметр заряжания Н.Ф.Дроздова и коэффициент фиктивности, при помощи которого учитываются работы,производимые пороховыми газами. В системах полуоткрытого типа - динамореактивные пушки (ДРП), минометы - существенное влияние на баллистические процессы оказывают истечение газов и теплоотдача, которые учитываются с большей погрешностью. Поэтому

при согласовании расчетных значений баллистических характеристик параметры, характеризующие истечение газа и теплоотдачу, включаются в энергетическую характеристику пороха, которая и выбирается в качестве характеристики согласования.

Во второй главе выведены условия полного и ограниченного баллистического подобия, аналитические зависимости для исследования процесса движения снаряда в различных условиях (свойство огибающей семейства кривых живых сил, характеристики орудий наибольшей мощности, особенности баллистики при заданном наибольшем давлении, влияние малых изменений параметров), что является основным для понимания процесса выстрела.

В третьей главе изложена теория баллистического проектирования ствола, являющаяся хотя и частной, но весьма важной задачей этой теории, поскольку выбор соотношения между длиной каморы и длиной ствола определяет боевые качества системы. Доказано, что во всех случаях баллистического проектирования ствола наиболее приемлемым является решение, определяющее наименьшую массу заряда. Приведен метод вычисления зависимости длины орудия от объема каморы.

В четвертой главе изложена общепринятая методика обработки результатов баллистических испытаний при подборе зарядов на полигонах. Дополнительными материалами к настоящей книге служат методические разработки по экспериментальной баллистике и по баллистическому проектированию.

ВВЕДЕНИЕ

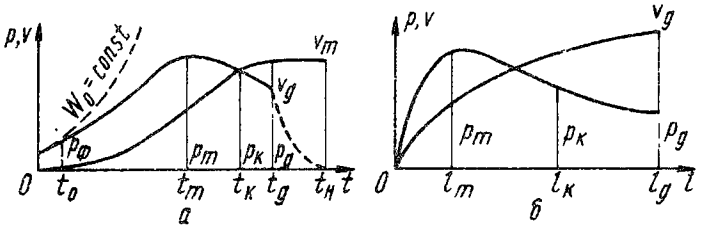
Определение предмета. Внутренняя баллистика занимается изучением движения снаряда по каналу ствола под действием пороховых газов и является артиллерийской дисциплиной, результаты которой используются в качестве исходных данных при проектировании зарядов, снарядов, трубок и взрывателей, стволов, затворов, лафетов и других устройств.

Внутренняя баллистика имеет дело с большими давлениями и температурами газа и очень малым временем процесса. Эти особенности характерны только для внутренней баллистики. Они обуславливают чрезвычайную сложность изучаемого явления и особую трудность при экспериментальном изучении. Вследствие этого теоретические методы очень приближенны и основаны на мало изученных допущениях и условиях.

Поскольку сами уравнения не учитывают конструктивные характеристики заряда, следовательно, теории проектирования зарядов - центральной задачи внутренней баллистики - основанной на методах решения уравнений внутренней баллистики, до настоящего времени не создано. Существующие методы проектирования зарядов приспособлены к определенным конструкциям зарядов, отработанных полигонными стрельбами. Поэтому создание теории проектирования зарядов является весьма важной проблемой внутренней баллистики.

Условия заряжания. Параметры, определяющие характер развития давлений, называются условиями заряжания и разделяются на три группы (см. обозначения): для заряда $\omega, f, \alpha, \delta, \theta, \varkappa, \varkappa\lambda$; для снаряда $q, \lambda_1, c_{11}, c_{12}, c_{21}, c_{22}, d_c, d_1, d_0$; для ствола Q, W_0, W_g, χ, d, $d_н$, a, b, $t_н$, γ, $l_н$, l_φ, $\rho_н$.

Зависимости давления и скорости снаряда от времени и пути приведены на рисунке.



Графики зависимостей $p(t)$ и $V(t)$ (а), $p(l)$ и $V(l)$ (б)

К основным задачам внутренней баллистики относятся:

I. Прямая задача, когда по заданным условиям рассчитываются давления пороховых газов и скорости снаряда, в том числе для зарядов нагретых и охлажденных ($\pm 50^{\circ}C$).

2. Обратная задача, когда по заданным характеристикам пороха $f, \alpha, \delta, \theta, \varkappa, \varkappa\lambda$, начальному давлению, при котором начинается врезание ведущего пояска в нарезы, $p_н$ и наибольшему давлению p_m требуется определить значения параметров заряжания Δ, B, которых вследствие неоднозначности задачи будет много.

3. Задача баллистического проектирования ствола, когда к данным для обратной задачи дополнительно задаются калибр d, уширение каморы $\varkappa$, масса снаряда q и дульная скорость $v_д$. Необходимо определить параметры $\omega, w_0, l_g, J_к$, удовлетворяющие поставленным требованиям.

Поскольку для определения четырех неизвестных имеется всего два уравнения: $v_g = const$ и $p_m = const$, то решений будет сколько угодно. Поэтому для выбора рациональных значений искомых величин необходимо задаться дополнительными условиями.

4. Специальные задачи внутренней баллистики: определение закона сопротивления ведущих устройств; влияние расположения и массы воспламенителя; влияние взаимного расположения частей комбинированного заряда; баллистика осевого воспламенителя; особенности баллистики минометов и ДРС; баллистика отрывного оружия; процессы горения близко соприкасающихся поверхностей пороховых элементов и др.

5. Задача проектирования заряда состоит в обосновании конструкции и является стержнем внутренней баллистики.

Историческая справка. Теоретические основы современной внутренней баллистики заложены профессором Н.Ф.Дроздовым в решении для геометрического закона газообразования и переработанное им в 1910 г.

В его работе сделано обобщение основных результатов, достигнутых мировой баллистикой. Поэтому этот метод и в настоящее время является наиболее точным. Другие решения, которых достаточно много, являются производными общего метода Дроздова, лишь более или менее крупными его вариантами [1-4] .

1. УРАВНЕНИЯ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ

1.1. ГОРЕНИЕ ПОРОХОВ И ЗАРЯДОВ

1.1.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ПОРОХАХ

Почти до конца XIX столетия применялись дымные пороха. Эти пороха будучи механической смесью селитры, серы и угля горели беспорядочно, имели малую силу, большое количество твердых остатков, создававших дымный выстрел.

В 1884 г. Вьель во Франции, а в 1887 г. Сукачев в России изобрели пироксилиновые пороха, в 1889 г. Нобель в Швеции изобрел, а Абель в Англии синтезировал нитроглицериновый порох. В 1890 г. Д.И.Менделеевым в России был синтезирован пироколлодийный порох. Эти пороха в три и более раз мощнее дымных, не разрушаются и сгорают почти без остатка, поэтому эти пороха были названы бездымными. Зерна из таких порохов закономерно обгорают без разрушений. Таким образом, оказалось возможным осуществлять регулирование горения, что явилось наиболее революционным в развитии артиллерии.

Первые образцы пороховых зерен изготовлялись в виде пластинок, лент, трубочек, стержней (кордиты в Англии). Поскольку новые пороха позволяли управлять горением, возникла проблема придания им формы, которая обеспечивала бы наибольшую скорость снаряду. Так появились многоканальные формы пороховых зерен, позволяющие повышать приток газа по мере горения, из которых лишь форма с семью каналами получила широкое применение. Однако в очень мелких зернах осуществить принцип многоканальности технически трудно. В этом случае стали применять флегматизацию – процесс насыщения поверхностных слоев пороха веществами, снижающими скорость горения.

В России пороходелом Г.П.Киснемским был разработан метод флегматизации спиртовым раствором камфоры, в США - динитротолуолом, в Германии - централитом. По мере горения зерна при убывании концентрации флегматизатора скорость горения возрастала. Следовательно, в таких зернах, также как и в зернах многоканальной формы, при горении увеличивался приток газа.

Основой всех артиллерийских порохов являются нитриты целлюлозы - нитроклетчатка. В зависимости от природы растворителя, применяемого для желатинизации (пластификации) нитроклетчатки, артиллерийские пороха делят на две основные группы:

А. Пороха на летучем растворителе, называемые пироксилиновыми.

Б. Пороха на нелетучем растворителе, называемые баллиститными.

Характерные составы порохов приводятся в табл.I.I и I.2.

Таблица I.I

Пироксилиновые пороха

Порох	Массовая доля компонента, %					
	I	П	Ш	IУ	У	УI
Орудийный	93-96	I-4	I-2	-	-	I,5-2
Винтовочный	9I-95	I	I	2-6	0,2-0,3	I,3-I,5
Пистолетный	96,5	0,5	I	-	0,3	I,5

Примечание: I - нитроклетчатка с массовой долей азота I2-I3,5%; П - спиртоэфирный растворитель; Ш - дифениламин; IУ - камфора (флегматизатор); У - графит; УI - вода.

Для производства нитроклетчатки или пироксилина применяется целлюлоза (хлопковая, древесная, льняная и др.), которую обрабатывают смесью серной и азотной кислот. Различают несколько видов нитроклетчатки: коллоксилин с массовой долей азота II,5-I2% , полностью растворяющийся в смеси спирта-эфира; пироксилин № 2 с массовой долей азота I2,05-I2,4%, имеющий 90-процентную растворимость, и пироксилин № I с массовой долей азота I3-I3,5%, имеющий 5-процентную растворимость.

Впервые в 1884 г. Вьелль, проведя желатинизацию с помощью спиртоэфирной смеси, получил пироксилиновый порох.

Баллиститные пороха

Таблица I.2

Порох	Массовая доля компонента, %						
	I	П	Ш	IУ	У	УI	УП
Нитроглицериновый	58	27	IO	-	-	3	2
Нитрогликолевый	60	-	-	33	-	4	3
Нитрогуанидиновый	20	20	-	-	55	4	I

Примечание: I - нитроклетчатка с массовой долей азота до 12%; П - нитроглицерин; Ш - динитротолуол; IУ - нитродигликоль; У - нитрогуанидин; УI - централит; УП - другие вещества.

Для улучшения химической стойкости порохов при хранении в их состав вводят стабилизаторы, которые нейтрализуют первичные продукты распада нитроклетчатки. В качестве покрытия для устранения электризации пороха и слипания пороховых зерен применяется графит. При изготовлении нитроглицериновых порохов для улучшения пластичности при прессовании зерен применяется вазелин.

Технология изготовления пироксилинового пороха состоит из следующих операций.

Обезвоживание пироксилина спиртом.

Перемешивание пироксилина с растворителем и стабилизатором в специальных мешалках-желатинизаторах, продавливание желатинообразной массы через матрицы (массовая доля растворителя в порохе 40%).

Провяливание при температуре до 30°С в атмосфере растворителя и резка пороха (массовая доля растворителя 15%).

Повторное провяливание и окончательное удаление растворителя за счет диффузионных процессов вымачиванием в воде (массовая доля растворителя до I-I,8%).

Высушивание при температуре около 50°С (влажность пороха обычно составляет I-I,5%).

Компоненты баллиститных порохов смешивают в теплой воде и растворителе, где происходит набухание нитроклетчатки, затем воду отжимают и массу многократно прокатывают через горячие вальцы. После этого проводят операцию прессования и резку. Так как прессуется подогретая масса, то возможно изготовление порохов лишь простых форм (ленточных, прутковых). Наиболее сложной формой порохов при такой технологии является трубчатая форма.

Порох готовят отдельными мелкими партиями, которые затем смешивают для получения крупной партии с однородными свойствами. Каждая крупная партия проходит физико-химический анализ, данные которого заносятся в паспорт партии.

1.1.2. ЗАВИСИМОСТЬ ДЛЯ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ПОРОХА

Порох - сложное химическое соединение, и его горение представляет сложный физико-химический процесс разложения, в котором влияние различных малых добавок (воды, остаточного растворителя, стабилизатора, флегматизатора) играет существенную роль в этом процессе и создаст значительные трудности при построении теории горения. Экспериментальное изучение процесса горения в этом случае имеет существенное значение. Наиболее простыми приемами изучения горения является сжигание порохов в закрытых сосудах - бомбах при переменном и постоянном давлениях. В бомбе постоянного давления определяется непосредственно скорость горения как отношение толщины сгоревшего слоя ко времени при малых давлениях или специальной обработкой зависимостей давления-время при больших давлениях. По исследованиям Вьелля скорость горения

$$u = Ap^{\nu}, \qquad (1.1)$$

где степень давления $\nu < 1$.

По исследованиям Вуколова скорость горения определяется как

$$u = a + bp. \qquad (1.2)$$

При решении задачи внутренней баллистики принимается

$$u = u_1 p. \qquad (1.3)$$

Как следует из работ И.П.Граве [4], использование формул (I.I) и (I.2) приводит к равноценным результатам. Экспериментальные значения u_1 представлены на рис.I.I для нитроглицериновых порохов НБЦЛ-220/100 и НБЦЛ-175-50 и французского баллиститного. Как видно из графика, скорость горения уменьшается с

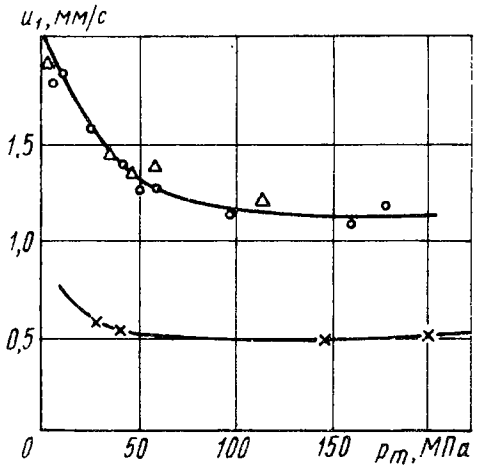


Рис.I.I. Зависимость единичной скорости горения от давления: Δ, О-для порохов НБ; Х-для баллиститного

уменьшением давления до 50 МПа, а затем сохраняет почти постоянное значение. Следовательно, линейный закон скорости горения подтверждается экспериментально для давлений выше 50 МПа. Скорость горения пороха возрастает с повышением начальной его температуры.

I.I.3. ТЕОРИЯ ГОРЕНИЯ ПОРОХОВ

Основы теории горения пороха были созданы Л.Ф.Беляевым, Д.А. Франк-Каменецким, Я.Б.Зельдовичем. Последующие исследования позволили на этой основе разработать более совершенные методы учета особенностей горения. Одна из схем горения пороха приведена на рис.I.2. Она состоит из инертного прогрева пороха; процесса реакций в конденсированной фазе (К-фаза); газовой фазы (Г-фазы), в которую из К-фазы поступают диспергированные частицы; собственно горения, когда температура достигает наибольшего значения.

Для того, чтобы оценить роль компонентов пороха в горении, необходимо определить их участие в каждой фазе. С этой точки зрения их можно разделить на три класса:

I. Компоненты, которые в К-фазе инертны и не претерпевают фазовых превращений, такие как дифениламин (ДФА), централит

№ I и № 2, графит, церезин, нитрогуанидин. Эти компоненты выносятся из К-фазы и поэтому не влияют на ход химических реакций, а только поглощают тепло.

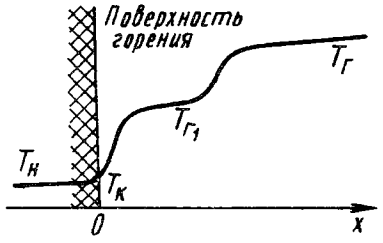


Рис.I.2.Модель горения пороха:
$T_н$ – начальная температура пороха; $T_к$ – температура горящей поверхности пороха; $T_{г_1}$ – температура темной зоны; $T_г$ – температура горения пороха

2. Компоненты, которые могут испаряться, такие как вода, спирт, эфир. Нитроглицерин может как испаряться, так и вступать в реакцию в зависимости от температуры К-фазы.

3. Компоненты, которые взаимодействуют в К-фазе с продуктами первичного распада нитроклетчатки, такие как вазелин, парафин, канифоль, дибутилфталат. Однако их доля в порохе мала и влияние их на ход реакции незначительно. Определяющим реакцию компонентом в К-фазе является нитроклетчатка.

Из математической теории горения Я.Б.Зельдовича следует, что скорость горения обратно пропорциональна плотности вещества в К-фазе; пропорциональна давлению p в степени $\nu/2$; пропорциональна экспоненте в степени $-E / 2R_{\mu}T_г$, где E – энергия активации, R_{μ} – газовая постоянная, $T_г$ – температура в газовой фазе.

Эти выводы подтверждаются экспериментально.

Так, в конденсированной фазе порядок реакции $\nu = I$, следовательно, скорость горения пропорциональна $p^{1/2}$; в Г-фазе при давлениях выше 50 МПа порядок реакции $\nu = 2$, следовательно, скорость горения пропорциональна p.

Если сравнить скорость горения пороха на границе К-фазы со скоростью горения в начале Г-фазы, то получим значения $T_к$ и U_1 в уравнении (I.3). Определенные таким образом значения U_1 от удельной теплоты сгорания $Q_ж$ (ккал/кг) пороха (при воде жидкой), объемных долей компонентов, имеющих большую теплоемкость, можно для пироксилиновых порохов представить зависимостью

$$U_1 = \frac{5{,}6 \cdot 10^{-5}(Q_ж - 530)}{1220 - T_0 + 120h_1 + 240h_2 + 180h_3}, \qquad (I.4)$$

где T_0 - начальная температура пороха; h_1 - объемная доля воды; h_2 - объемная доля спирта; h_3 - объемная доля эфира.

Значение $Q_ж$ определяется калориметрически или расчетом. Для практических целей с достаточной точностью $Q_ж$ можно вычислить по формуле

$$Q_ж = \Sigma \beta_i x_i , \qquad (I.5)$$

где β_i - термохимические коэффициенты; x_i - объемная доля компонентов.

Значения термохимических коэффициентов веществ приводены ниже

	β_i, Дж/кг		β_i, Дж/кг
Нитроглицерин	7,33	Дифенилмочевина	-8,58
Динитродигликоль	4,2	Дифениламин	-I2,I4
Нитроклетчатка (0,544 N)	2,84	Диэтилфталат	-6,7
Нитрогуанидин	2,76	Дибутилфталат	-8,37
Динитротолуол чистый	-0,46	Диамилфталат	-8,I7
Динитротолуол технический	0	Спирт этиловый	-7,33
Тринитротолуол	2,30	Ацетон	-8,58
Централит № I	-9,92	Камфора	-II,82
Централит № 2	-9,59	Вазелиновое масло	-I3,36
Графит	-I2,56	Вода	0

Расчетные и экспериментальные значения изменения U_1 приведены в табл. I.3.

Такие характеристики пороха, как f, α, U, θ, могут быть вычислены независимо от природы пороха по экспериментальным зависимостям:

$$f = 66728+8,28\cdot I0^{-3}\cdot Q_ж \quad Дж/кг;$$
$$\alpha = I,456-0,I25I\cdot I0^{-3} Q_ж \quad дм^3/кг;$$
$$\theta = 0,3-I,493\cdot I0^{-I0} \quad Q_ж .$$

Для нитроглицериновых порохов применяются формулы А.С.Бакаева

$$U = U_1 \cdot \rho,$$

где $U_1 = (2,434\cdot I0^{-3}\cdot Q_ж - 2,039)$ м^3/кг. (I.6)

Таблица I.3

Изменение U_1 при увеличении на I% массовой доли компонента пороха

Компонент	Значение		Компонент	Значение	
	Расчетное	Экспериментальное		Расчетное	Экспериментальное
Вода	-8,4	-8 ÷ -9	Камфора	-8,6	-
Эфир	-I4,7	-I3	Нитроглицерин	5,4	-
Дифениламин	-8,9	-5,4	Гексоген	4,3	-
Динитротолуол	-0,34	-2	Графит	-9	-
Дибутилфталат	-5,6	-4	Нитроцеллюлоза	I9	I9

Примечания: I. Расчет производился по формуле (I.4). 2. Увеличение массовой доли N на 0,5%.

Формулы Мураура

$$u = 10 + ap \quad (мм/с);$$
$$lg\,(1000 - a) = 1{,}214 + 3{,}08 \cdot 10^{-4} T_1 . \qquad (I.7)$$

1.1.4. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ НАИБОЛЬШЕГО ДАВЛЕНИЯ

При стрельбах зарядами, нагретыми или охлажденными до предельных значений температур ($\pm 50^{\circ}C$, $+80^{\circ}C$), регистрируются повышение или понижение наибольшего давления.

Температурный коэффициент наибольшего давления определяется отношением

$$m_t = \frac{p_m^{+50} - p_m^{-50}}{p_m^{+15}\,\Delta T},$$

где ΔT - разность крайних температур.

Значения m_t для некоторых систем приведены ниже:

Система	$m_t \cdot I0^4$	Система	$m_t \cdot I0^4$
Д-I0	35-48	Д-20	49-53
М-46	40-49	Т-I2	46-48
Д-8I	32-47	АМ-23	36
Д-30	40-45	85 мм	37

Приведенные значения соответствуют температуре зарядов, изменяющейся в пределах $\pm 40^{0}$C. При этом изменение давления достаточно велико. Так, при значениях $p_m^{+15} = 360$ МПа и $\Delta T = 80^{0}$C для изделия АМ-23 $\Delta p = 36 \cdot 10^{-4} \cdot 360 = 104$ МПа.

Задача снижения m_t представляет важную проблему артиллерийской науки. Можно, априори, предполагать, что m_t зависит от конструкции заряда и температурного коэффициента скорости горения k_T, поэтому в отличие от него, являющегося физико-химической характеристикой пороха (при данной технологии), m_t является более общей характеристикой конструкции заряда и пороха.

Довольно часто, особенно при испытаниях новых конструкций или новых порохов, наибольшее давление при отрицательных температурах заряда достигает высоких значений, приводящих к разрыву стволов. Такие явления можно объяснить лишь влиянием конструкции заряда, но не температурным коэффициентом скорости горения порохов. При изменении температуры заряда изменяется сила пороха.

В общем случае температурный коэффициент давления может быть записан в виде

$$m_t = m_f k_f + m_{J_k} k_{J_k} + m_{\varkappa} k_{\varkappa}. \qquad (I.8)$$

Здесь

$$m_t = \frac{d \cdot p_m}{dT \cdot p_m}; \quad m_f = \frac{\partial p_m f}{\partial f \cdot p_m}; \quad k_f = \frac{\partial f}{\partial T \cdot f};$$

$$m_{J_k} = \frac{\partial p_m \cdot J_k}{\partial J_k \cdot p_m}; \quad k_{J_k} = \frac{\partial J_k}{\partial T \cdot J_k}; \quad m_{\varkappa} = \frac{\partial p_m \cdot \varkappa}{\partial \varkappa \cdot p_m}; \quad k_{\varkappa} = \frac{\partial \varkappa}{\partial T \cdot \varkappa},$$

где $m_f, m_{J_k}, m_{\varkappa}$ - коэффициенты чувствительности p_m к изменению $f, J_k, \varkappa$; $k_f, k_{J_k}, k_{\varkappa}$ - коэффициенты чувствительности f, U_1 и $\varkappa$ к изменению температуры заряда; $\varkappa$ - коэффициент, характеризующий влияние конструкции заряда.

Наиболее просто определяется k_f, так как с изменением температуры удельная теплота сгорания пороха изменяется. Для расчета k_f можно использовать следующие зависимости:

$$f_T = f_{15}(1 + k_f (T - 15));$$

$$k_f = \frac{c_v}{Q_{\varkappa}}. \qquad (I.9)$$

Второй член в формуле (I.8) выражает влияние изменения скорости горения при нормальной температуре, а

$$k_{Tk} = -\partial u_1 / \partial T u_1 = -k_T ,$$

где k_T - температурный коэффициент скорости горения, который, как и сама скорость горения, зависит не только от состава пороха, но и от его пористости. Кроме того, структура пороха пористая. Как видно из снимков высокоскоростной съемки, поверхность горения шероховатая и рыхлая, состоящая из оголенных волокон нитроклетчатки. Реальная поверхность пороха больше идеальной (гладкой поверхности).

Шероховатость пороха определяется размерами пор. Поскольку в К-фазе остается главным образом нитроклетчатка, то число пор пропорционально содержанию нитроклетчатки в порохе. Изменение теплоты, выделяемой в К-фазе за счет подогрева или охлаждения, пропорционально содержанию нитроклетчатки в пористой поверхности. При обработке экспериментальных данных по сжиганию порохов при остаточном давлении [I8,I9] была получена зависимость

$$k_T = 0{,}0018 + \frac{1}{2(T_k - T_{k1})}(1 - 0{,}91 y_{нкл}) , \qquad (I.I0)$$

где $y_{нкл}$ - массовая доля нитроклетчатки в порохе; T_k - температура на границе К-фазы; $T_{k1} = T_0 + (Q_k / C_k)$; Q_k - тепловые эффекты в К-фазе. Значения k_T, рассчитанные по формуле (I.I0) для пироксилиновых порохов марок 4/7; 9/7; 22/7 с массовой долей нитроклетчатки 96,6; 96,I5; 94,2% соответственно: 0,00I7; 0,00I7; 0,00I8.

Для нитроглицериновых порохов, поскольку в последних содержание нитроклетчатки меньше 60%, k_T = 0,0025.

I.I.5. ЗАКОН ГАЗООБРАЗОВАНИЯ

Общая зависимость для газообразования. Закон развития давления зависит от скорости притока газа с горящей поверхности. Скорость же притока газа зависит от линейной скорости горения и площади горящей поверхности.

Если dS - элемент горящей поверхности, а u - линейная скорость горения, то скорость притока газа с поверхности будет

$$\frac{d\omega_{cr}}{dt} = \sigma \int_S u\,dS .$$

Относительная скорость притока газа или скорость газообразования будет

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\sigma}{\omega} \int_S u\,dS = \frac{1}{\lambda_1} \int_S u\,dS . \qquad (I.II)$$

Отсюда

$$\psi = \frac{1}{\lambda_1} \int_0^t \int_S u\,ds\,dt .$$

Геометрический закон газообразования. Предположим, что в данный момент времени скорость горения имеет одно и то же значение на всей горящей поверхности. Для этого необходимо, чтобы условия горения для каждой точки горящей поверхности всех зерен заряда были одинаковы.

Если предположить, что все зерна воспламеняются одновременно, а форма и размеры их строго одинаковы и масса зерен однородна, следовательно, все зерна будут за равное время сгорать на одну и ту же толщину, и горение всего заряда можно уподобить горению одного зерна.

Эти предположения и определяют широко известный геометрический закон газообразования, высказанный впервые Пиобером (1838 г.) и позднее подтвержденный Вьеллем при изучении горения пироксилиновых порохов в бомбах. В реальных условиях горение пороха в орудиях отклоняется от геометрического закона, как вследствие неодновременности воспламенения, так и вследствие неодинаковых условий, в которых оказываются пороховые элементы. Однако эти отклонения при определенных условиях несущественны.

Геометрический закон широко используется в практике, так как позволяет получить аналитические зависимости для расчета давления пороховых газов и скорости снаряда.

При сделанных допущениях из формулы (I.II) получим

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{uS}{\lambda_1} = \frac{S_1 e_1}{\lambda_1} \frac{S}{S_1} \frac{dl}{dt}$$

Обозначив характеристику формы порохового зерна

$$x_1 = \frac{S_1 e_1}{\lambda_1}$$

и

$$\frac{S}{S_1} = \sigma = \varphi(\psi),$$

получим

$$\frac{d\psi}{dt} = x_1 \varphi(\psi) \frac{dz}{dt} . \qquad (I.12)$$

Уравнение (I.12) называется уравнением Шарбонье. Функция $\varphi(\psi)$ может быть как опытной, так и теоретической. Из выражения (I.12) получим

$$\psi = x_1 \int_0^z \sigma dz .$$

Характеристики формы пороховых зерен. В артиллерии применяются пороха различных форм: ленточные, трубчатые и многоканальные. Многоканальные зерна горят с распадом формы. Элементы распада представляют трехгранные призмы, при этом внутренние призмы мельче наружных (рис.I.3).

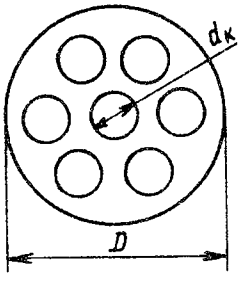


Рис.I.3.Семиканальное пороховое зерно

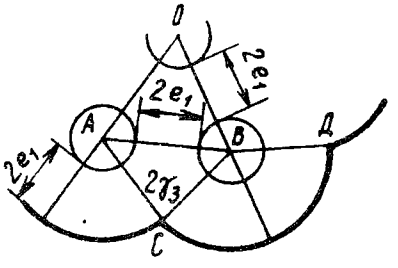


Рис.I.4.Пороховое зерно Квика

Выведем зависимости для расчета характеристик форм цилиндрического зерна с числом каналов n и покажем, как можно их использовать для расчета характеристик других форм. Пусть D - наружный диаметр зерна, $2c$ - его длина, d_k - внутренний диаметр. Получим зависимости для определения коэффициентов формы зерна при горении пороха до распада x_1, λ_1, μ_1.

Так как

$$S_1 = \pi (D + n d_к) 2c + \frac{\pi}{2} (D^2 - n d_к^2);$$

$$\lambda_1 = \frac{\pi}{4} (D^2 - n d_к^2) 2c,$$

то

$$x_1 = \frac{D + n d_к}{\frac{D^2}{4} - n \frac{d_к^2}{4}} e_1 + \frac{e_1}{c}.$$

Обозначим отношение периметра сечения зерна к периметру фигуры, имеющей диаметр, равный наименьшему диаметру зерна, $П_1$ и соответственно отношение площадей Q_1

$$П_1 = \frac{D}{2e_1} + n \frac{d_к}{2e_1}; \qquad (I.13)$$

$$Q_1 = \frac{D^2}{(2e_1)^2} - n \frac{d_к^2}{(2e_1)^2}; \qquad (I.14)$$

$\beta = e_1 / c$;

$x_0 = 2 (П_1 / Q_1)$ – значение параметра x_1 при $\beta = 0$.

Тогда

$$x_1 = x_0 + \beta.$$

Определим ψ из соотношения

$$\psi = \frac{\lambda_{c2}}{\lambda_1} = 1 - \frac{\lambda_{ост}}{\lambda_1},$$

здесь λ_{c2} – объем сгоревшей части зерна; $\lambda_{ост}$ – объем оставшейся части зерна,

$$\lambda_{ост} = \frac{\pi}{4} \left[(D - 2e)^2 - n (d_к + 2e)^2 \right] (2c - 2e).$$

Следовательно,

$$\frac{\lambda_{ост}}{\lambda_1} = \frac{D^2 - n d_к^2 - 4 (D + n d_к) e - 4 (n-1) e^2}{D^2 - n d_к^2} \left(1 - \frac{e}{c}\right).$$

Используя формулы (I.13) и (I.14), получим

$$\frac{\lambda_{ост}}{\lambda_1} = \left(1 - 2 \frac{П_1}{Q_1} \frac{e}{e_1} - \frac{n-1}{Q_1} \frac{e^2}{e_1^2}\right) \left(1 - \frac{e}{e_1} \frac{e_1}{c}\right). \qquad (I.15)$$

Следовательно, формула (1.15) приводится к универсальной зависимости

$$\psi = \varkappa_1 z + \varkappa_1 \lambda_1 z^2 + \mu_1 \varkappa_1 z^3, \qquad (1.16)$$

где

$$\varkappa_0 \lambda_0 = (n-1)/Q_1 ;$$

$$\varkappa_1 \lambda_1 = \varkappa_0 \lambda_0 - \varkappa_0 \beta ;$$

$$\varkappa_1 \mu_1 = -\varkappa_0 \lambda_0 \beta .$$

Тогда

$$\varkappa_1 \sigma = \varkappa_1 + 2\varkappa_1 \lambda_1 z + 3\varkappa_1 \mu_1 z^2 .$$

Идея подобного подхода к определению характеристик формы порохового зерна принадлежит профессору М.Е.Серебрякову, который определял Π_1 и Q_1 по отношению к $2c$ и $(2c)^2$. При больших значениях $2c$ возникали неудобства при расчетах как характеристик формы, так и при баллистических расчетах, когда длина зерна может быть неизвестной.

Различают зерна дегрессивной формы, для которых σ убывает, и зерна прогрессивные по форме, для которых σ возрастает по мере горения. Так как характер изменения σ зависит от знака λ_1, то необходимым условием убывания σ будет условие $\lambda_1 < 0$, т.е. $n = 0$ (все ленточные пороха), следовательно $\varkappa_1 \mu_1 > 0$. Так как у всех зерен ленточной формы горящая поверхность убывает, то для них всегда $|\lambda_1| > 3\mu_1$. Вследствие того, что для зерен прогрессивной формы $\varkappa_1 \mu_1 < 0$, необходимо вывести условие, чтобы при всех значениях z было $(d\sigma/dz) \geqslant 0$, т.е. чтобы с возрастанием z возрастала σ. Необходимым и достаточным условием этого будет

$$\left(\frac{d\sigma}{dz}\right)_{z=1} \geqslant 0 ,$$

т.е.

$$\varkappa_1 \lambda_1 > 3\,|\varkappa_1 \mu_1| ,$$

или

$$\frac{\varkappa_0 \lambda_0}{\varkappa_0 + 3\varkappa_0 \lambda_0} \geqslant \beta ;$$

$$\frac{n-1}{2\Pi_1 + 3(n-1)} \geqslant \beta .$$

При $n=7$

$$\frac{3}{n_1+9} \geq \beta .$$

Если же

$$\frac{3}{n_1+9} < \beta ,$$

то, начиная с некоторого значения z , форма станет дегрессивной.

Частные случаи. Стандартное зерно с семью каналами ($n = 7$). Обозначим

$$\psi_{0s} = x_0 + x_0 \lambda_0 ;$$

$$\psi_{1s} = \psi_{0s} + (1 - \psi_{0s})\beta .$$

$$d_k/e_1 = I; D/e_1 = II; \quad e_1/c = \beta = \frac{I}{12} ; \quad n_1 = 9; \quad Q_1 = 28{,}5;$$

$$x_0 = \frac{I8}{28{,}5} = 0{,}63I6; \quad x_0\lambda_0 = \frac{6}{28{,}5} = 0{,}2I06;$$

$$\psi_{0s} = 0{,}8422; \quad x_1 = 0{,}7I49; \quad x_1\lambda_1 = 0{,}1579; \quad x_1\mu_1 = -0{,}0175;$$

$$\psi_{1s} = 0{,}8553; \quad \sigma_s = I{,}368.$$

Трубка ($n = 1$).

$$D = d_k + 4e_1; \quad n_1 = 2 + (d_k/e_1); \quad Q_1 = 2 \cdot n_1; \quad x_0 = 1, \quad x_0\lambda_0 = 0;$$

$$x_1 = 1 + \beta; \quad x_1\lambda_1 = -\beta; \quad x_1\mu_1 = 0.$$

При $\beta = 0$; $x_1 = 1$; $x_1\lambda_1 = 0$.

Цилиндр ($n = 0$).

$D = 2e_1$; $d_k = 0$; $n_1 = 1$; $Q_1 = 1$; $x_0 = 2$; $x_0\lambda_0 = 1$, $x_1 = 1 + \beta$,

$$x_1\lambda_1 = -1 - 2\beta ; \quad x_1\mu_1 = -\beta .$$

При $\beta = 0$; $x_1 = 2$; $x_1\lambda_1 = -1$; $x_1\mu_1 = 0$.

Лента (2a – ширина).

$$n = 0 ; \quad n_1 = \frac{4e_1 + 4a}{4e_1 + 4e_1} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{a}{e_1}\right); \quad Q_1 \quad n_1 ,$$

$$x_0 = 1 + \frac{e_1}{a}; \quad x_0\lambda_0 = -\frac{e_1}{a}; \quad x_1 = 1 + \frac{e_1}{a} + \beta;$$

$$x_1\lambda_1 = -\frac{e_1}{a} - \beta - \frac{e_1}{a}\beta; \quad x_1\mu_1 = \frac{e_1}{a}\beta.$$

Куб $(e_1 = a = c)$.

$$x_1 = 3; \quad x_1\lambda_1 = -3; \quad x_1\mu_1 = +1.$$

Пластинка $(a = c)$.

$$x_1 = 1 + 2\beta; \quad x_1\lambda_1 = -2 - 2\beta^2; \quad x_1\mu_1 = \beta^2.$$

Параллелепипед $(a = e_1)$.

$$x_1 = 2 + \beta; \quad x_1\lambda_1 = -1 - 2\beta; \quad x_1\mu_1 = \beta.$$

Длинная лента $(\beta = 0)$.

$$x_1 = 1 + \frac{e_1}{a}; \quad x_1\lambda_1 = -\frac{e_1}{a}; \quad x_1\mu_1 = 0.$$

Зерно с семью каналами и фигурным обводом (зерно Квика).

Площадь поперечного сечения зерна Квика (рис. I.4) складывается из площадей шести треугольников AOB, шести треугольников ABC и шести секторов $CBД$. Из рис. I.4 видно, что

$$\sin\gamma_3 = \frac{r + e_1}{r + 2e_1}.$$

Таким образом, составляющие площади будут соответственно:

шестиугольника

$$6\sqrt{3}\,(r + e_1)^2;$$

сектора $CBД$

$$(60 + 2\gamma_3)\,\frac{\pi(r + 2e_1)^2}{360},$$

треугольника ABC

$$(r + e_1)\sqrt{(r + 2e_1)^2 - (r + e_1)^2} = (r + e_1)\sqrt{2e_1(r + e_1) + e_1^2}.$$

Тогда площадь поперечного сечения будет

$$6\left(\sqrt{3}(r + e_1)^2 + (r + e_1)\sqrt{2e_1(r + e_1) + e_1^2} + \frac{\pi(r + 2e_1)}{360}(60 + 2\gamma_3)\right) + 7\pi r^2,$$

а периметр поперечного сечения

$$6\,\frac{2\pi(r + 2e_1)}{360}(60 + 2\gamma_3) + 7 \cdot 2\pi r.$$

Поэтому

$$Q_1 = \frac{6}{\pi}\left(\sqrt{3}\left(\frac{r}{e_1}+1\right)^2 + \left(\frac{r}{e_1}+1\right)\sqrt{2\left(\frac{r}{e_1}+1\right)+1} + \pi\left(\frac{r}{e_1}+2\right)^2\frac{60+2\gamma}{360}\right) - 7\left(\frac{r}{e_1}\right)^2;$$

$$\Pi_1 = 6\left(\frac{r}{e_1}+2\right)\frac{60+2\gamma}{360} + 7\frac{r}{e_1}.$$

При $2r = e_1$; $\beta = \frac{1}{12}$.

Получим $\sin\gamma_3 = 0,6$; $\gamma_3 = 36°52'$; $Q_1 = 25,5$; $\Pi_1 = 9,05$;
$\varkappa_0 = 0,71$; $\varkappa_0\lambda_0 = 0,236$; $\psi_{0S} = 0,946$;
$\varkappa_1 = 0,7933$; $\varkappa_1\lambda_1 = 0,17$; $\varkappa_1\mu_1 = -0,0197$;
$\psi_S = 0,9436$; $\sigma_S = 1,355$.

Двучленные зависимости. В большинстве случаев (кроме шара и куба) значение β значительно меньше единицы, поэтому вместо формулы (1.16) используется двучленная зависимость ψ от z с соответствующей поправкой на величину β. Для этого подбирают такие значения $\varkappa$ и $\varkappa\lambda$, чтобы ψ по двучленной зависимости вида

$$\psi = \varkappa z + \varkappa\lambda z^2 \qquad (1.17)$$

совпадало с ψ по формуле (1.16) при $z = 0,5$ и $z = 1$, т.е. при выполнении условий

$$\varkappa + \frac{1}{2}\varkappa\lambda = \varkappa_1 + \frac{1}{2}\varkappa_1\lambda_1 + \frac{1}{4}\varkappa_1\mu_1;$$

$$\varkappa + \varkappa\lambda = \varkappa_1 + \varkappa_1\lambda_1 + \varkappa_1\mu_1.$$

Решая эту систему, получим

$$\varkappa = \varkappa_1 - 0,5\,\varkappa_1\mu_1;$$
$$\varkappa\lambda = \varkappa_1\lambda_1 + 1,5\,\varkappa_1\mu_1.$$

Стандартное зерно с семью [illegible]

$\varkappa = 0,7237$; $\varkappa\lambda = 0,1316$; $\sigma_S = 1,378$.

Зерно с фигурным обводом

$\varkappa = 0,803$; $\varkappa\lambda = 0,14$; $\sigma_S = 1,35$.

Характеристики формы элементов распада. При распаде зерна с семью каналами образуются шесть внутренних и шесть наружных призм, которые в основании имеют криволинейные треугольники.

Зависимость ψ от z для призм выражается через тригонометрические функции. Так как наружные призмы значительно больше внутренних, то при сгорании внутренних призм остаются шесть наружных призм. Следовательно, горение зерна с семью каналами протекает в три фазы.

По расчетам для стандартного зерна Г.В.Оппоковым [10] получено в конце первой фазы $\psi_{15} = 0{,}8553$, в конце второй фазы $\psi_{25} = 0{,}967$. Так как [10] радиусы внутренних и наружных призм $\rho_в = 0{,}07735\ (d_к/e_1 + 2)\ e_1 = 0{,}2321$; $\rho_н = 0{,}1772 \times (d_к/e_1 + 2)\ e_1 = 0{,}5316$, полагая $z = e/e_1$, получим

в I фазе $\psi = 0{,}7237\ z + 0{,}1316\ z^2$;
во II фазе $\psi = 1{,}159\ z - 0{,}337\ z^2$;
в III фазе $\psi = 1{,}927\ z - 0{,}927\ z^2$.

Приближенный учет влияния элементов распада. В стандартном зерне с семью каналами элементы распада составляют около 15% от объема зерна. Приращение скорости снаряда за счет сгорания элементов распада составляет около 3%. Во многих случаях достаточно бывает приближенно учитывать влияние этих элементов (при баллистическом проектировании, при вычислении поправочных коэффициентов и др.), вместо трудоемкого процесса решения задачи с полным учетом влияния горения элементов распада. Для этого предположим, что зерно в момент полного сгорания не распадается. Для этого необходимо массу элементов распада распределить по основной массе зерна, а места, занимаемые элементами распада, забронировать. В таком случае вместо e_1 будем иметь e_1', которое и надлежит определить из условия $\psi = 1$

$$\psi = \varkappa \frac{e_1'}{e_1}\frac{e}{e_1'} + \varkappa\lambda\left(\frac{e_1'}{e_1}\right)^2\left(\frac{e}{e_1'}\right)^2 .$$

Предположим теперь, что при $e/e_1' = 1$ $\psi = 1$. Тогда из полученного уравнения будем иметь

$$\frac{e_1'}{e_1} = \frac{2}{\varkappa + \sqrt{\varkappa^2 + 4\varkappa\lambda}} .$$

Полагая

$$\bar{\varkappa} = \varkappa\frac{e_1'}{e_1}; \quad \overline{\varkappa\lambda} = 1 - \varkappa,$$

получим новые характеристики формы.

При таком способе учета влияния элементов распада давление в периоде горения не изменяется, а скорость снаряда будет больше приблизительно на I%. Для стандартного зерна с семью каналами будем иметь

$$e_1'/e_1 = 2\left(0{,}7237 + \sqrt{0{,}7237^2 + 0{,}5264}\right)^{-1} = 1{,}144 ;$$

$$\bar{\varkappa} = 0{,}8278 ; \qquad \overline{\varkappa\lambda} = 0{,}1722 ; \qquad \sigma_S = 1{,}416 .$$

Характеристики комбинированных зарядов. В гаубицах и некоторых пушках применяются комбинированные заряды, составленные из порохов разной природы или из порохов одинаковой природы, но разной формы.

Будем отмечать индексами I и 2 составные части заряда, тогда

$$\left.\begin{aligned} f &= \frac{f_1\omega_1 + f_2\omega_2}{\omega_1 + \omega_2} ; \\ \psi' &= \varkappa_1 z' + \varkappa_1\lambda_1 z'^2 ; \quad z' = \frac{e'}{e_{11}} = \frac{u_{11}J}{e_{11}} ; \\ \psi'' &= \varkappa_2 z'' + \varkappa_2\lambda_2 z''^2 ; \quad z'' = \frac{e''}{e_{12}} = \frac{u_{12}J}{e_{12}} ; \\ J &= \int_0^t p\,dt . \end{aligned}\right\} \qquad (I.18)$$

Общее количество газа выразим зависимостью

$$\omega\psi = \omega_1\psi' + \omega_2\psi'' .$$

Выразив через одну независимую J, получим

$$\psi = \left(\frac{\omega_1}{\omega_1}\frac{\varkappa_1}{J_{k1}} + \frac{\omega_2}{\omega}\frac{\varkappa_2}{J_{k2}}\right)J + \left(\frac{\omega_1}{\omega}\frac{\varkappa_1\lambda_1}{J_{k1}^2} + \frac{\omega_2}{\omega}\frac{\varkappa_2\lambda_2}{J_{k2}^2}\right)J^2 .$$

Запишем условно

$$\psi = \frac{\varkappa}{J_k}J + \frac{\varkappa\lambda}{J_k^2}J^2 ,$$

т.е.

$$\frac{\varkappa}{J_k} = \alpha_1\frac{\varkappa_1}{J_{k1}} + \alpha_2\frac{\varkappa_2}{J_{k2}} ;$$

$$\frac{\varkappa\lambda}{J_k^2} = \alpha_1\frac{\varkappa_1\lambda_1}{J_{k1}^2} + \alpha_2\frac{\varkappa_2\lambda_2}{J_{k2}^2} ;$$

$$\alpha_1 = \frac{\omega_1}{\omega} ; \quad \alpha_2 = \frac{\omega_2}{\omega} ; \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1 .$$

Обозначив

$$\frac{\varkappa}{J_k} = a_1, \qquad \frac{\varkappa\lambda}{J_k^2} = \frac{1-\varkappa}{J_k^2} = a_2,$$

получим

$$\varkappa^2 + \varkappa\frac{a_1^2}{a_2} - \frac{a_1^2}{a_2} = 0.$$

Откуда

$$\varkappa = 2\left(1 + \sqrt{a_1^2 + 4a_2}\right)^{-1} \quad \text{и} \quad J_k = \varkappa/a_1.$$

Если пороха имеют одинаковую форму, то $\varkappa_1 = \varkappa_2 = \varkappa$, тогда

$$J_k = \frac{J_{k1}\,J_{k2}}{\alpha_1 J_{k2} + \alpha_2 J_{k1}}.$$

Графическое представление зависимостей. Функция ψ - представляет кубическую, а σ - квадратную параболы. Для двучленных зависимостей ψ представляет квадратную параболу, а σ - линейную функцию (рис.I.5).

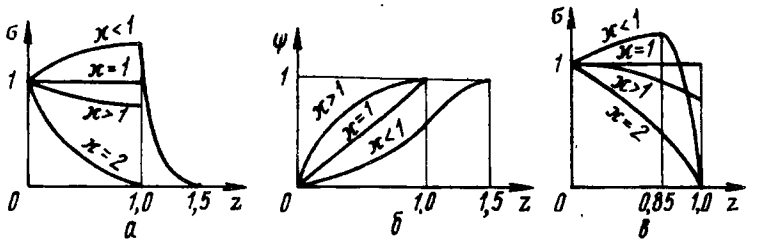


Рис.I.5.Зависимости изменения поверхности зерна от толщины сгоревшего свода (а), объема сгоревшего зерна от толщины сгоревшего свода (б) и поверхности зерна от сгоревшего количества зерна (в)

Исследуем характер изменения σ от z. При $z=0$ $\sigma=1$. Так как

$$\frac{d\sigma}{dz} = 2\lambda_1 + \sigma\mu_1 z,$$

то при $\lambda_1 < 0$ и $\mu_1 > 0$ ($|\lambda_1| > 3\mu_1$) касательная к кривой σ составляет с осью z тупой угол, который по мере возрастания z стремится к $\varkappa$. Следовательно, кривая σ выпукла к оси z. Когда $\lambda_1 = \mu_1 = 0$ (длинная трубка), направление касательной совпадает с направлением оси z и не зависит от аргумента, т.е. σ - прямая, параллельная оси z.

Для куба (шара) при $z = 1$ $d\sigma/dz = 0$, т.е. кривая σ касается оси z. Для цилиндра при $\beta = 0$ и $z = 1$ $d\sigma/dz = -1$, т.е. кривая σ в этой точке составляет с осью z угол 135^0. При $\lambda_1 > 0$, $\mu_1 < 0$ и $\lambda_1 > 3|\mu_1|$ касательная к кривой σ составляет острый угол с осью z. Так как с возрастанием z отношение $d\sigma/dz$ убывает, то этот угол уменьшается, стремясь к нулю. Поэтому кривая σ выпукла вверх от оси z.

При $z = 1$ $\sigma = \sigma_s$. При $z > 1$ кривые σ выпуклы к оси z (догорание элементов распада). Исследуем характер изменения ψ от z. Так как

$$\frac{d\psi}{dz} = \varkappa\sigma,$$

то при $z = 0$ $\psi = 0$, $\sigma = 1$, т.е. касательная к кривой ψ составляет с осью z острый угол. При $\varkappa = 1$ этот угол равен $\pi/4$. Наибольший угол будет при $\varkappa = 3$, а наименьший при $\varkappa < 1$.

При $\lambda_1 < 0$ σ убывает, а поэтому угол касательной к кривой ψ уменьшается. Следовательно, кривая ψ от z выпукла вверх от оси z. Так как σ стремится к нулю, то кривая ψ от z касается линии, параллельной оси z.

При $\lambda_1 > 0$ σ возрастает, следовательно, угол касательной к кривой ψ возрастает. Поэтому кривая ψ выпукла к оси z.

В точке $z = 1$ $\psi = \psi_s$. При $z > 1$ кривая ψ становится выпуклой вверх (догорание элементов). Для исследования характера изменения σ от ψ используем зависимость

$$\frac{d\sigma}{d\psi} = 2\frac{\lambda_1 + 3\mu_1 z}{\varkappa_1 \sigma}.$$

Причем, если $\lambda_1 > 0$, то при возрастании z числитель убывает, а знаменатель возрастает, поэтому угол касательной уменьшается. Следовательно, кривая σ выпукла вверх. Если $\lambda_1 < 0$, то абсолютное значение числителя при возрастании z убывает, но σ убывает быстрее, поэтому $|d\sigma/d\psi|$ возрастает. Например, в случае цилиндра $|d\sigma/d\psi| \to \infty$.

В случае трубки

$$\left|\frac{d\sigma}{d\psi}\right|_{z=0} = \frac{2\beta}{(1+\beta)^2}; \quad \left|\frac{d\sigma}{d\psi}\right|_{z=1} = \frac{2\beta}{1-\beta^2}.$$

Поэтому кривые σ, ψ будут выпуклы вверх и в этом случае.

Физический закон газообразования. Геометрический закон газообразования характеризует среднестатистический процесс и является идеализированным. В реальных условиях, особенно при больших плотностях заряжания или при относительно больших длинах зарядов, неодновременное воспламенение, неоднородность горения может в самом начале процесса создать условия, существенно влияющие на дальнейший ход горения. Например, при очень плотной укладке длинных трубок неравномерность горения в каналах и по наружной поверхности приводит в итоге к распаду трубок на длинные ленты, т.е. происходит существенное отклонение от геометрического закона газообразования. Так как при выстреле возникает перепад давлений между дном канала и дном снаряда, то зерна за одно и то же время будут обгорать неодинаково и если учитывать реальную картину горения, то использование величины z оказывается неправомерным. Реальными будут относительная масса сгоревшего заряда и средняя площадь горящей его поверхности.

Зависимость между σ и ψ оказывается сложной, проще она может быть установлена лишь экспериментально, например, в манометрической бомбе или специальными стрельбами из орудий при измерении давлений у дна канала, дна снаряда и дульной скорости.

Для того, чтобы определить вид функциональной зависимости σ от ψ, рассмотрим горение простых форм пороха шара и цилиндра. Так как

$$\sigma = S/S_1 \; ; \quad \psi = 1 - (\lambda/\lambda_1)$$

и для шара радиусом $R_ш$

$$S = 4\pi (R_ш - e)^2 ; \quad S_1 = 4\pi R_ш^2 ;$$
$$\lambda = \frac{4}{3}\pi (R_ш - e)^3 ; \quad \lambda_1 = \frac{4}{3}\pi R_ш^3 ,$$

то

$$\sigma = \left(1 - \frac{e}{R_ш}\right)^2 ; \quad \psi = 1 - \left(1 - \frac{e}{R_ш}\right)^3 ,$$

а следовательно,

$$\sigma = (1 - \psi)^{2/3} .$$

Аналогично для цилиндра радиусом $R_ц$ (при $\beta = 0$) получим

$$S = \pi (R_ц - e) 2c ; \quad S_1 = 2\pi R_ц c ;$$
$$\lambda = 2\pi (R_ц - e)^2 c ; \quad \lambda_1 = 2\pi R_ц^2 c ,$$

откуда $\sigma = (1 - \psi)^{1/2}$.

Общая зависимость может быть вида

$$\sigma = (1 - \psi)^{\beta_w}, \qquad (1.19)$$

где β_w - зависит от формы зерна.

$$0 \le \beta_w \le \frac{2}{3}.$$

Однако полученная формула применима лишь к простым формам зерен (дегрессивным).

Обратимся теперь к зависимостям геометрического закона газообразования. Решим уравнение (I.I7) относительно z:

$$z = \frac{-\varkappa\sqrt{\varkappa^2 + 4\varkappa\lambda\psi}}{2\varkappa\lambda} = \frac{2\psi}{\varkappa + \sqrt{\varkappa^2 + 4\varkappa\lambda\psi}}.$$

Но так как

$$\sigma = 1 + 2\lambda z = \sqrt{1 + \frac{2\varkappa\lambda}{\varkappa^2}\psi}$$

или

$$\sigma = 1 + \frac{2\varkappa\lambda}{\varkappa^2}\psi + \dots,$$

то, ограничившись двумя членами разложения, получим

$$\sigma \simeq 1 + \frac{2\varkappa\lambda}{\varkappa^2}\psi.$$

С другой стороны, из формулы (I.I9) получим также, ограничившись двумя членами разложения, следующие выражения:

$$\sigma \simeq 1 - \beta\psi;$$

$$\beta_w \simeq -\frac{2\varkappa\lambda}{\varkappa^2}.$$

Приведенные зависимости для σ имеют место при достаточно малых $|\lambda|$.

Шарбонье, предложивший в I908 г. зависимость (I.I9), определял β_w из опытов в манометрической бомбе для пластинчатых порохов. Зависимость $p(t)$, характеризующая процесс горения пороха в бомбе, всегда имеет точку перегиба. Исследования М.Е.Серебрякова показали, что точка перегиба является следствием неоднородности толщины зерен. Чем больше разброс толщин зерен, тем раньше появляется точка перегиба. До точки перегиба сгорают зерна с наиболее тонким сводом. За точкой перегиба происходит догорание более толстых элементов. Следовательно,

точка перегиба является важной характеристикой однородности пороховых зерен. В точке перегиба ρ_i должно выполняться условие

$$\frac{d^2\rho}{dt^2} = 0.$$

Полагая приближенно

$$\rho = \frac{f\omega\psi}{W_0 - \frac{\omega}{\delta} - \omega\left(\alpha - \frac{1}{\delta}\right)\psi} \simeq \frac{f\omega}{W_0 - \alpha'\omega}\psi \simeq \rho_m\psi$$

и имея в виду зависимость

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{S_1 U_1}{\lambda_1}\sigma\rho^{\nu},$$

получим

$$\frac{d^2\rho}{dt^2} = \rho_m\frac{S_1U_1}{\lambda_1}\left(\rho^{\nu}\frac{d\sigma}{dt} + \sigma\nu\rho^{\nu-1}\frac{d\rho}{dt}\right).$$

Но так как

$$\frac{d\sigma}{dt} = -\frac{\beta_w\sigma}{1-\psi}\frac{d\psi}{dt},$$

то в точке перегиба будем иметь

$$\frac{\beta_w}{\nu} = \frac{\rho_m}{\rho_i} - 1;$$

полагая $\nu = 1$, получим

$$\beta_w = \frac{\rho_m - \rho_i}{\rho_i}.$$

По опытам Шарбонье $\beta_w = 0{,}2$.

Закон удельного газообразования зависит от условий воспламенения, геометрических характеристик зерен и других параметров:

$$\Gamma = \frac{d\psi}{\rho dt} = \frac{d\psi}{dJ} = \frac{S_1 u_1}{\lambda_1}\sigma\rho^{\nu-1}.$$

Так как приток газа зависит не только от изменения σ, но и от U_1, которая для порохов на летучем растворителе уменьшается по мере сгорания зерна (в U_1 может быть включено $\rho^{\nu-1}$), то Γ является более общей функцией газообразования, чем σ.

При испытании пороховых зерен с каналами было замечено сильное влияние на их горение относительной длины канала. На рис. 1.6,а изображены зависимости σ и Γ для зерен с квадратным сечением и 30 каналами, относительная длина которых изменялась

в десять раз (I–4). Отклонения кривых от горизонтали тем больше, чем длиннее зерно. Кривые же Γ (рис.I.6,б) сначала резко возрастают до $\psi \sim 0{,}1$, затем убывают до 0; чем длиннее зерно, тем выше значение Γ, но характер ее изменения обратный характеру изменения σ, что обусловлено особенностями процесса горения зерен сложной формы, каковыми и являются пороха Г.П. Киснемского, предложенные им в 1920 г. в качестве порохов высокопрогрессивных форм для сверхдальнобойной пушки.

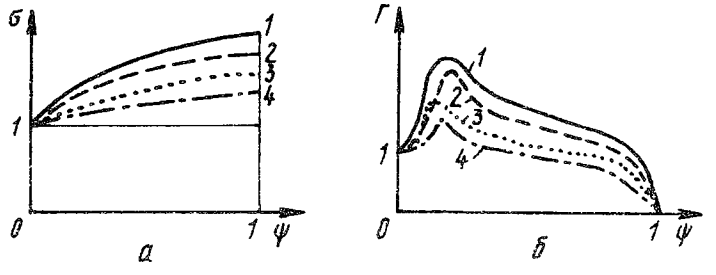


Рис.I.6.Зависимость изменения поверхности зерна Киснемского разных длин при геометрическом (а) и физическом (б) законе газообразования

При сжигании ленточных и трубчатых порохов, если не учитывать "взмыва" кривой Γ, процессы газообразования по геометрическому закону (σ) и реальный (Γ) достаточно хорошо согласуются. Даже кривые Γ и σ для семиканального пороха в области $\psi = 0{,}5 \div 0{,}8$ можно совместить. Следовательно, наличие большого числа каналов с относительно большой длиной создает условия для существенного отклонения реального газообразования от газообразования по геометрическому закону.

"Взмыв" на начальном участке кривой Γ является следствием постепенного воспламенения и ускоренного выгорания наружных слоев пороха. Особенно затруднено воспламенение в каналах. Для того, чтобы из каналов вытекал газ, необходимо, чтобы давление в каналах было больше наружного давления. Повышение давления в каналах мало зависит от плотности заряжания, в то время как горение наружных слоев поверхностей зависит существенно. Чем больше плотность заряжания, тем меньше различие давлений в каналах и снаружи. Следовательно, кривые Γ, ψ зависят от Δ. При малых Δ между зернами не возникает контакта; при больших Δ,

в случае, когда заряды подпрессовываются или плотно связываются, между зернами будет контакт. Горение в местах контакта будет особенно интенсивным. В этом случае отклонения от геометрического закона газообразования будут наиболее существенны.

Влияние на горение соприкосновения горящих поверхностей было исследовано постановкой специальных опытов. В этих опытах сжигались прут и трубка, которые в одном опыте были рядом; в другом - прут был вставлен в трубку. В опытах с прутом, вложенным в трубку, кривая Γ резко поднимается при $\psi \approx 0{,}03$, наибольшее значение достигается при $\psi \approx 0{,}04$, затем следует резкое падение, после которого кривые Γ становятся почти совпадающими. Эти опыты подтверждают существенное влияние на горение малых зазоров между горящими поверхностями.

В артиллерийских зарядах роль соприкосновения горящих поверхностей при больших Δ может быть весьма существенной. При малых Δ, как это имеет место при опытах в бомбах, горящие зерна между собой не соприкасаются, и поэтому переносить результаты этих опытов на артиллерийский выстрел нельзя. Однако в бомбах можно создавать условия для горения зарядов, аналогичные артиллерийскому выстрелу.

1.2. ДВИЖЕНИЕ СНАРЯДА

1.2.1. ОБЩЕЕ УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ СНАРЯДА

Запишем уравнение движения снаряда в виде

$$q \frac{dv_a}{dt} = s p_{cн} - R, \qquad (I.20)$$

где R - сила сопротивления ведущего пояска.
Имея в виду, что (рис.I.7) [5,6]

$$R = \nabla \frac{q dv_a}{dt} + \mu_T \Pi \left(1 + \frac{\nabla}{\lambda(1+i)}\right) \cos\gamma,$$

где $\nabla = \lambda(1+i)\, tg\gamma \frac{\mu_T + tg\gamma}{1 - \mu_T\, tg\gamma}$,

здесь $i \cong \frac{V}{v_a}$.

Величина ∇ характеризует влияние нормального давления на боевые грани нарезов, учитывая, что

$$dV = i\,dv_a\,; \quad dv = (1+i)\,dv_a\,, \tag{I.21}$$

получим

$$\frac{1+\nabla}{1+i}\,q\,\frac{dv}{dt} = s p_{CH} - \mu_T\,\Pi\left(1+\frac{\nabla}{\lambda(1+i)}\right)\cos\gamma\,.$$

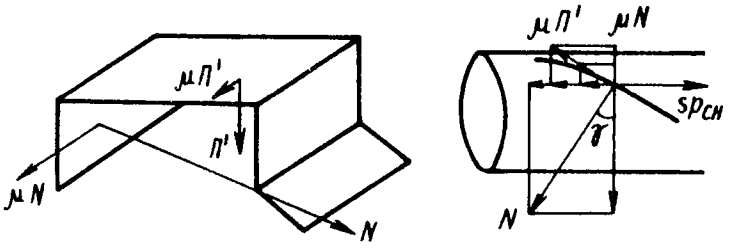


Рис.I.7.К выводу уравнения движения снаряда

Полагая, ввиду малости γ, $\cos\gamma \approx 1$ $\nabla \approx 0$ (только во втором члене в правой части), получим

$$q_1\,\frac{dv}{dt} = s p_{CH} - \mu_T\,\Pi, \tag{I.22}$$

где $q_1 = \dfrac{1+\nabla}{1+i}\,q$.

Для оценки ∇ и i используем данные работ [7,8], приведенные в табл.I.4.

Таблица I.4

Характеристика влияния давления на боевую грань нарезов и отношение скоростей для различных систем

Параметр	7,62-мм винтовка	76,2-мм пушка 1902 г.	122-мм гаубица Круппа	305-мм пушка Виккерса	100-мм пушка	152-мм гаубица
$\nabla \cdot 10^2$	1,26	1,68	3,12	1,59	1,78	2,64
$i \cdot 10^2$	1,28	1,49	4,25	1,85	1,93	2,64

На основании данных табл.I.4 с достаточной точностью можно полагать

$$q_1 = q .$$

Преобразуем зависимость (I.22) к виду

$$\left(\frac{1+\nabla}{1+i} + \frac{\mu_T \Pi dt}{q dv}\right) q \frac{dv}{dt} = s p_{сн} .$$

Полагая

$$v^2 = v_g^2 \frac{l}{l_g} ,$$

получим

$$\frac{dv}{dt} = \frac{v_g^2}{2 l_g} .$$

Тогда предыдущее уравнение выразим в виде

$$a q \frac{dv}{dt} = s p_{сн} , \qquad (I.23)$$

где

$$a = \frac{1+\nabla}{1+i} + \frac{\mu_T \Pi \cdot 2 l_g}{q v_g^2} . \qquad (I.24)$$

Однако, имея в виду, что наибольшее влияние на процесс $\mu_T \Pi$ будет иметь при малых скоростях движения снаряда, вместо v_g и l_g следует использовать v_φ и l_φ, где индексом φ отмечаются параметры в конце врезания ведущего пояска. Независимо от способа определения второго слагаемого уравнения (2.4) следует подчеркнуть, что это слагаемое определяет работу сопротивления нарезов в относительном движении снаряда.

Если относить a к энергии в абсолютном движении, то выражение (I.2 4) нужно умножить на $(1+i)^2$. Тогда, пренебрегая в выражении (I.2 4) вторым членом и произведением $i\nabla$ и несколько увеличивая μ [5] , получим $a = 1 + i + \nabla$.

1.2.2. ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ РАСЧЕТА СОПРОТИВЛЕНИЯ ВЕДУЩЕГО ПОЯСКА

Если величины ∇ и i могут быть определены с достаточной точностью, то значительные трудности возникают при определении зависимости $\mu_T \Pi(l)$. Поэтому, несмотря на достаточно большое число экспериментальных работ по изучению сопротивления веду-

щих поясков, не было получено формул для определения зависимости $\mu_T П(l)$. Предлагаемые ниже зависимости также не позволяют с нужной точностью учесть влияние $\mu_T П$ из-за большой чувствительности коэффициента трения к изменению внешних условий (скорость перемещения, шероховатость, оксиды на поверхностях и др.).

Во внутренней баллистике влияние врезания ведущих поясков в нарезы учитывается давлением форсирования и работой давления на боевую грань. При этом предполагается, что врезание пояска на полную глубину нарезки происходит мгновенно, т.е. при $l_{\varphi}=0$, после чего радиальное сопротивление исчезает. Такая схема облегчает интегрирование уравнений и, как будет показано ниже, достаточно хорошо отражает реальную картину процесса, если давление форсирования выбрано соответствующим образом и учтена работа от радиального взаимодействия ведущего пояска с каналом ствола. Так как значение a составляет 3-10% от дульной энергии, то допустимо использование упрощенной модели для зависимости $\mu_T П(l)$ без учета незначительных особенностей (угла нарезки γ , формы нарезки), с учетом лишь размеров ведущих поясков, их конечной деформации и коэффициента трения, как функции скорости снаряда.

На основании данных работы [9] можно допустить, что сопротивление пояска на участке врезания изменяется по линейному закону в зависимости от пути снаряда; на участке трения сопротивление ведущего пояска изменяется пропорционально коэффициенту трения. Износ ведущих поясков и расширение канала не учитываются. В изношенных стволах ведущий поясок будет перемещаться без деформации на длину $l_н$. Зависимость $\mu_T П(l)$ представлена на рис.I.8. Схематический разрез ствола и снаряда представлены на рис.1.9. Зависимость $\mu_T П(l)$ для одного пояска запишется в виде:

$$\mu_T П = s p_н + (\mu_{T.\varphi} П_{\varphi} - s p)\,\frac{l - l_н}{l_{\varphi} - l_н}\,\xi + (\mu_T П_{\varphi} - s p_н)\,\zeta ,$$

где $l_{\varphi} = l_н + AB\,\frac{d_1 - d}{d_A - d} + c_{11}$;

$$\xi = \begin{cases} 0 & \text{при } l \le l_н ; \\ 1 & \text{при } l_н \le l < l_{\varphi} ; \\ 0 & \text{при } l \ge l_{\varphi} ; \end{cases} \qquad \zeta = \begin{cases} 0 & \text{при } l \le l_{\varphi} , \\ 1 & \text{при } l > l_{\varphi} ; \end{cases}$$

В случае двух поясков

$$\mu_т П = sp_н + (\mu_{т.ф1} П_{ф1} - sp_н)\frac{l - l_н}{l_{ф1} - l_н}\,\xi_1 + (\mu_т П_{ф1} - sp_н)\,\zeta_1 +$$

$$+ \mu_{т.ф2} П_{ф2}\frac{l - (l_н + c_з)}{l_{ф2} - (l_н + c_з)}\,\xi_2 + \mu_т П_{ф2}\,\zeta_2 ,$$

где

$$\xi_1 = \begin{cases} 0 & \text{при } l \le l_н ; \\ 1 & \text{при } l_н \le l < l_{ф1}; \\ 0 & \text{при } l \ge l_{ф1} ; \end{cases} \qquad \zeta_1 = \begin{cases} 0 & \text{при } l \le l_{ф1}; \\ 1 & \text{при } l > l_{ф1}; \end{cases}$$

$$\xi_2 = \begin{cases} 0 & \text{при } l < l_н + c_{11} + c_з ; \\ 1 & \text{при } l_н + c_{11} + c_з < l \le l_{ф2} ; \\ 0 & \text{при } l > l_{ф2} ; \end{cases} \qquad \zeta_2 = \begin{cases} 0 & \text{при } l \le l_{ф2}; \\ 1 & \text{при } l > l_{ф2}; \end{cases}$$

$$l_{ф1} = l_ф , \quad l_{ф2} = l_{ф1} + c_з + c_{21} .$$

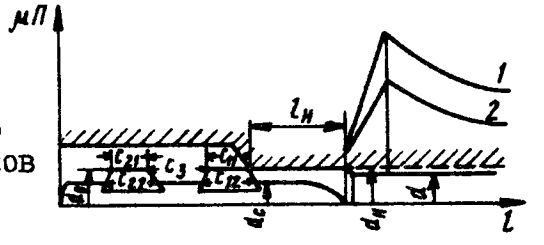


Рис. I.8. Зависимость радиального сопротивления ведущего пояска от пути снаряда в случае двух поясков

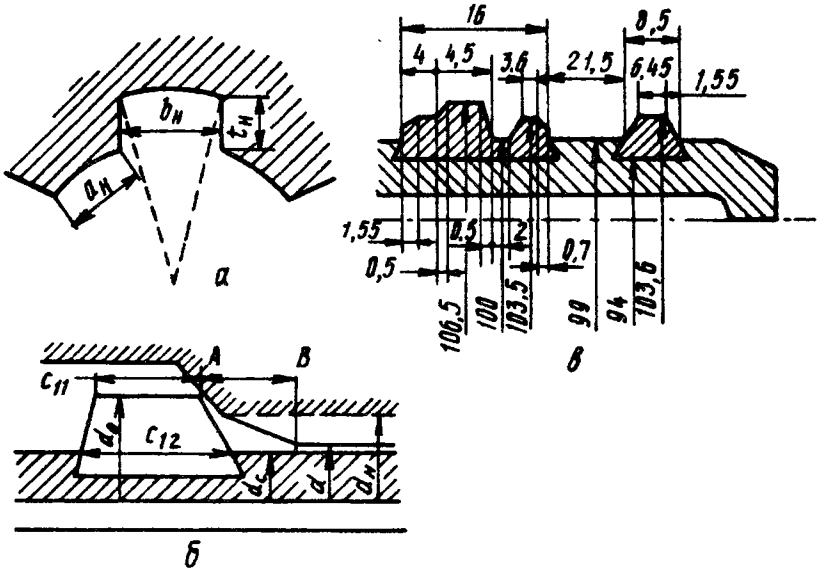


Рис. I.9. Поперечный разрез канала ствола (а), схема расположения ведущего пояска в начале врезания (б) и разрез 100-мм снаряда (в)

Наибольшая деформация поясков достигается при их полном врезании в нарезы. При этом обеспечивается наибольшее радиальное взаимодействие между пояском и поверхностью канала Π_{ϕ}. Для определения Π_{ϕ} в зависимости от относительной деформации ведущего пояска можно использовать таражную таблицу для медных крешеров с учетом динамической поправки. Численные значения напряжений от относительной деформации приведены в табл.I.5.

Таблица I.5

Зависимость $\sigma_{ст}$ от ε и динамических коэффициентов от времени достижения наибольшего давления

$\sigma_{ст} \cdot 10^{-6}$ Н/м^2	ε_1, %	$(k-1)\cdot 10^3$ при t_m, с		
		0,001	0,004	0,010
2,01	10	157	141	122
2,32	14	168	149	129
2,63	18	179	159	138
2,83	22	189	167	146
2,97	26	199	178	157
3,08	30	206	187	167
3,22	34	212	194	173
3,32	38	217	200	179
3,39	42	221	205	185
3,47	46	225	209	189
3,51	50	228	212	193

Табличные значения аппроксимированы следующими зависимостями:

$$\sigma_{ст} = \frac{9,221 + 18,2\cdot\varepsilon}{5,4 + 0,4175\cdot\varepsilon} \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2;$$

$$k = 1 + 41,96\cdot t_m^{-0,1231} e^{-20,32 t_m} \varepsilon^{0,6628 t_m^{0,1651}}$$

Относительно коэффициента трения в литературе содержатся весьма разноречивые данные, вследствие большой его чувствительности к изменению скорости скольжения и физико-химических ха-

рактеристик трущихся поверхностей. По данным работы [9] $\mu_T = 0{,}38$ при $v = 0$; $\mu_T = 0{,}17 \div 0{,}18$ при $v = 20$ м/с, а при скорости $v = 70$ м/с $\mu_T = 0{,}03 - 0{,}04$.

Общая зависимость μ_T от v выражается формулой вида

$$\mu_T = \mu_{T0} \frac{1 + a_1 v}{1 + a_2 v},$$

где по некоторым данным [10] $\mu_{T0} = 0{,}27$; $a_1 = 0{,}0213$; $a_2 = 0{,}123$. При этих данных при $v = 100$ м/с $\mu_T = 0{,}063$.

Относительная деформация представляется зависимостью

$$\varepsilon = \frac{d_0 - \bar{d}}{d_0 - d_c} \cdot 100;$$

$$\bar{d} = \sqrt{d^2 + \frac{4}{\pi} n b t_н}, \qquad (I.25)$$

n - число нарезов.

Ширина ведущего пояска снаряда выражается зависимостью

$$c = c_{11} + (c_{12} - c_{11}) \frac{d_0 - \bar{d}}{d_0 - d}$$

и

$$П_ф = (a + b + 2t_н)\, n c \sigma_{ст}; \quad R = k_ф \mu_{Tф} П_ф.$$

Допустим, что в случае 100-мм пушки БС-3 оба пояска врезаются одновременно (рис.I.9,в).

Исходные данные:

$a_н = 2{,}25$ мм; $b_н = 5{,}3$ мм; $t_н = 1{,}5$ мм; $n = 40$

$c_{11} = 20{,}2$ мм; $c_{12} = 24{,}5$ мм; $d_н = 103{,}6$ мм; $d_c = 99$ мм

$d_0 = 103{,}5$ мм.

Тогда

$$\bar{d} = 102 \text{ мм}; \quad \varepsilon = \frac{103{,}5 - 102}{103{,}5 - 99} \cdot 100 = 33{,}3;$$

$$\sigma_{ст} = 3{,}22 \cdot 10^{-6}\ Н/м^2; \quad c = 20{,}2 + 4{,}3 \frac{103{,}5 - 102}{103{,}5 - 100} = 32 \text{ мм};$$

$$П_ф = (2{,}55 + 5{,}3 + 3) \cdot 40 \cdot 22 \cdot 32{,}8 = 31250\ Н;$$

$$П_ф / s = 382 \text{ МПа}.$$

Полагая $v_ф = 60$ м/с, $\lambda_ф = 0{,}065$, $t_ф = 0{,}004$ с, получим $\mu_{Tф} = 0{,}06$; $K_ф = 1{,}19$.

Поэтому

$$\frac{\mu_{T\phi} k_\phi \Pi_\phi}{s} = 382 \cdot 1{,}19 \cdot 0{,}06 = 27 \text{ МПа}.$$

Полагая путь форсирования равным нулю, полученное значение можно считать давлением форсирования.

1.3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЙ В ЗАСНАРЯДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

1.3.1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ГАЗОПОРОХОВЫХ СЛОЕВ

Распределение давлений в заснарядном пространстве непосредственно связано с распределением скоростей газопороховых слоев. Для целей артиллерийской практики достаточно упрощенных решений при достаточно обоснованных допущениях. Наиболее простым является допущение о равномерном распределении газопороховой смеси в заснарядном пространстве, т.е. о независимости плотности газопороховой смеси от координат заснарядного пространства.

Запишем уравнение неразрывности элементарного газопорохового слоя в виде

$$\frac{\partial \rho_x}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_x u_x s_x)}{\partial w_x} = 0, \qquad (1.26)$$

где в соответствии с допущением

$$\rho_x = \frac{\partial \omega_x}{\partial w_x} = \frac{\omega}{w_{KH}} = \rho$$

и

$$\left.\begin{aligned} dw_x &= s_x\, dx\,; \\ w_{KH} &= w_0 + sl. \end{aligned}\right\} \qquad (1.27)$$

На основании выражения (1.27) уравнение (1.26) запишем в виде

$$\frac{d \ln \rho}{dt} = -\frac{\partial (s_x u_x)}{\partial x}. \qquad (1.28)$$

Интегрируя уравнение (1.28) от дна канала ($x = 0$, $u_x = 0$) до произвольного сечения x, получим

$$u_x = -\frac{d \ln \rho}{dt} \frac{w_s}{s_x}. \qquad (1.29)$$

В артиллерийских системах диаметр каморы $d_{км}$ всегда больше диаметра канала. Уширение каморы характеризуется отношением

$$\frac{s_{км}}{s} = \frac{l_0}{l_{км}} = \chi .$$

Упрощенно будем считать, что переход из каморы в ствол осуществляется не плавно, а скачком ($l_{кон} = 0$). Из зависимости (I.29) для области каморы ($x = 0$, $U_x = 0$, $x = l_{км}^-$, $w_x = s_{км} x$, $u_x = u_{l_{км}^-}$) получим

$$U_x = - \frac{d \ln \rho}{dt} x$$

и

$$U_{l_{км}^-} = - \frac{d \ln \rho}{dt} l_{км}^- .$$

В области скачка сечений $x = l_{км}^-$, $u_x = u_{l_{км}^-}$, $s_x = s_{км}$, $x = l_{км}^+$, $s_x = s$, $u_x = u_{l_{км}^+}$ получим

$$u_{l_{км}^-} \cdot s_{км} - u_{l_{км}^+} \cdot s = 0 ,$$

т.е.

$$\frac{u_{l_{км}^+}}{u_{l_{км}^-}} = \chi ,$$

так как

$$w_x = w_0 .$$

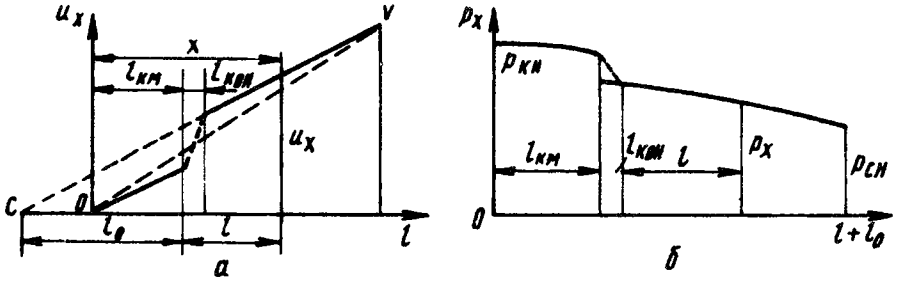


Рис. I. IO. Распределение в заснарядном пространстве скоростей газовопороховых слоев (а) и давлений (б)

В области канала ($x = l_{км}^+$, $s_x = s$, $w_x = w_0$; $x > l_{км}$, $w_x = w_0 + s(x - l_{км})$) получим

$$u_x = - \frac{d \ln \rho}{dt} (x + l_0 - l_{км})$$

и

$$u_{l_{км}^+} = - \frac{d \ln \rho}{dt} l_0 .$$

Распределение скоростей газопороховых слоев приведено на рис.I.IO,а.

Из выражения (I.26) получим

$$-\frac{d\ln\rho}{dt}=\frac{sv}{w_{KH}}.$$

1.3.2. УРАВНЕНИЕ КОЛИЧЕСТВ ДВИЖЕНИЯ. ЗАВИСИМОСТЬ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ i

Ствол, заряд и снаряд представляют замкнутую механическую систему. Запишем уравнение количеств движения этой системы в виде

$$-QV+qv_a+\int_0^{\omega}u_{ax}\,d\omega_x=0,$$

но так как

$$u_{ax}=u_x-V,$$

то, используя уравнение (I.29), получим

$$-(Q+\omega)V+qv_a+\frac{sv\omega}{w_{KH}^2}\int_0^{w_{KH}}\frac{w_x\,dw_x}{s_x}=0,$$

но

$$\int_0^{w_{KH}}\frac{w_x\,dw_x}{s_x}=\int_0^{w_0}\frac{w_x\,dw_x}{s_{KM}}+\int_{w_0}^{w_{KH}}\frac{w_x\,dw_x}{s}=\frac{w_0^2}{2s_{KM}}+\frac{w_{KH}^2-w_0^2}{2s}=$$

$$=\frac{w_{KH}^2}{2s}\left(1-\frac{1-\frac{1}{\chi}}{(1+\lambda)^2}\right),$$

где

$$\lambda=l/l_0.$$

Поэтому, полагая $v=v_a+V$, будем иметь

$$\left[Q+\frac{\omega}{2}\left(1+\frac{1-\frac{1}{\chi}}{(1+\lambda)^2}\right)\right]V=\left[q+\frac{\omega}{2}\left(1-\frac{1-\frac{1}{\chi}}{(1+\lambda)^2}\right)\right]v_a. \quad (I.30)$$

Поскольку значение ω мало по сравнению с значением Q, то из выражения (I.30) получим

$$\frac{V}{v_a}=i=\frac{q}{Q}+\frac{1}{2}\frac{\omega}{Q}\left(1-\frac{1-\frac{1}{\chi}}{(1+\lambda)^2}\right)\approx\frac{q+\frac{\omega}{2}}{Q}\approx\frac{q}{\theta}.$$

1.3.3. УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ ОТКАТНЫХ МАСС И ЗАВИСИМОСТЬ ДЛЯ ДАВЛЕНИЯ НА ДНО КАНАЛА

Общее уравнение движения откатных масс (рис.I.II) запишем в виде

$$Q\frac{dV}{dt} = s_{км}p_{кн} - (s_{км}-s)p_{l_{км}} - R = sp_{кн} + (s_{км}-s)(p_{кн}-p_{l_{км}}) - R .$$

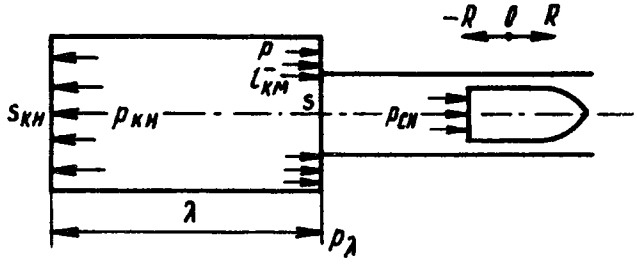


Рис.I.II.Схема действия сил в канале

Пренебрегая разностью площадей и перепадом давлений вдоль каморы, получим

$$Q\frac{dV}{dt} = sp_{кн} - R. \qquad (I.3I)$$

Дифференцируя уравнение (I.30) и заменяя dV/dt в уравнении (I.3I), получим (см.рис.I.I0,б)

$$p_{кн} = p_{сн}\left\{1+\frac{\omega(1+i)}{2q}\left(1-\frac{R}{sp_{сн}}\right)\left[1-\frac{1-\frac{1}{\chi}}{(1+\bar{\lambda})^2}\left(1-\frac{2qv^2}{W_{кн}p_{сн}(1+i)\left(1-\frac{R}{sp_{сн}}\right)}\right)\right]\right\}$$

В этом выражении

$$(1+i)\left(1-\frac{R}{sp_{сн}}\right) = \frac{1}{a} .$$

При $\chi = I$

$$p_{кн} = p_{сн}\left(1+\frac{\omega}{2aq}\right). \qquad (I.32)$$

При $\lambda >> 1$ влияние вычитаемого также становится малым, поэтому оценим его при $\lambda = \lambda_m$.

Имея в виду, что

$$\frac{aqv^2}{2} = \int_0^l sp_{сн}\,dl = s\bar{p}_{сн}l ,$$

получим

$$\frac{aqv^2}{W_{кн}p_{сн}} = 2\frac{\bar{p}_{сн}}{p_{сн}}\frac{w}{w_0+w} = \frac{2\lambda}{1+\lambda}\frac{\bar{p}_{сн}}{p_{сн}};$$

полагая

$$\bar{p}_{сн.т} = \frac{2}{3}p_{сн.т} \quad \text{и} \quad \lambda_т = 0,6, \quad \text{получим}$$

$$\left(\frac{aqv^2}{W_{кн}p_{сн}}\right)_т = \frac{4}{3}\frac{\lambda_т}{1+\lambda_т} = \frac{1}{2}.$$

Тогда

$$p_{кн.т} = p_{сн.т}\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{aq}\right).$$

Следовательно, с достаточным основанием можно использовать формулу (I.32), характеризующую распределение давлений.

1.4. УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ПОЛНОЙ РАБОТЫ ГАЗА

1.4.1. РАБОТЫ, ПРОИЗВОДИМЫЕ ГАЗАМИ. КОЭФФИЦИЕНТ ФИКТИВНОСТИ

В сложном баллистическом процессе пороховые газы совершают много различных работ, часть из которых учитывается явно, часть же вовсе не учитывается либо из-за отсутствия зависимостей, либо из-за их малых значений.

А. Учитываемые работы:

I. Перемещение снаряда $\int_0^{l_a} sp_{сн}\,dl_a$.

2. Против сил реакции ведущего пояска $\int_0^{l} R\,dl$.

3. Перемещение газопороховой смеси $\int \frac{u_x^2\,d\omega_x}{2}$.

4. Перемещение откатных масс $\int sp_{кн}\,dx$.

Б. Неучитываемые работы:

I. На растяжение стенок ствола.

2. Трения заряда о поверхность канала орудия.

3. Трение газов о поверхность канала орудия.

4. На преодоление сопротивления воздуха при его вытеснении из канала.

5. При подъеме снаряда в случае стрельбы при углах возвышения.

Теплоотдача учитывается соответствующим изменением силы пороха.

Суммируя учитываемые работы, получим

$$\varepsilon = \int_0^{l_a} s p_{cн}\, dl_a + \int_0^{x} s p_{кн}\, dx + \int_0^{\omega} \frac{U_x^2\, d\omega_x}{2} + \int_0^{l} R\, dl . \qquad (I.33)$$

Но так как

$$\int_0^{\omega} \frac{U_x^2\, d\omega_x}{2} = \frac{1}{3}\,\frac{\omega}{q}\left(1 - \frac{1-\frac{1}{\chi^2}}{(1+\lambda)^3}\right)\frac{qv^2}{2} = \frac{\omega}{q}\, b\, \frac{qv^2}{2},$$

то

$$\varepsilon = \left(\frac{1+\nabla}{1+i} + \frac{2\overline{\mu\Pi} l_g}{q v_g^2} + b\,\frac{\omega}{q}\right)\frac{qv^2}{2} = \varphi\,\frac{qv^2}{2} .$$

Так как

$$a = \frac{1+\nabla}{1+i} + \frac{2\mu\Pi l_g}{q v_g^2}$$

и

$$E = \frac{qv^2}{2},$$

то $\varepsilon = \varphi E$,

где коэффициент учета работы пороховых газов $\varphi = a + b\frac{\omega}{q}$. Его расчетное значение отличается от истинного вследствие неполного учета работ, производимых газами.

В области $p_m, \lambda_m \approx 0{,}6$ и при $\chi = 1{,}5$ получим

$$1 - \frac{1-\frac{1}{\chi^2}}{(1+\lambda_m)^3} = 1 - 0{,}135 = 0{,}865; \quad b = 0{,}29.$$

Поэтому в дальнейшем будем полагать

$$b = 0{,}29 \div 0{,}33.$$

1.4.2. УРАВНЕНИЕ ДЛЯ СРЕДНЕГО ДАВЛЕНИЯ

Во внутренней баллистике используется понятие среднего давления, определяемого как такое давление, работа которого равна полной работе газов. Дифференцируя выражение (I.33) и используя уравнения (I.20), (I.21), (I.3т), (I.23), получим

$$d\varepsilon = s p_{cн}\, dW + b\frac{\omega}{q}\, qv\, dv + \frac{\omega}{q}\,\frac{qv^2}{2}\, db = p\, dW.$$

Таким образом,

$$p = p_{сн}\left[1+\left(b+\frac{qv^2}{2\frac{q}{s}\frac{dv}{dt}}\frac{db}{dW}\right)\frac{\omega}{q}\frac{q}{sp_{сн}}\frac{dv}{dt}\right].$$

Так как второе слагаемое является поправкой к $p_{сн}$, то при вычислении этого члена с достаточным основанием можно использовать уравнение (I.23). Тогда, выполняя дифференцирование b, получим

$$p = p_{сн}\left\{1+\frac{1}{3}\frac{\omega}{aq}\left[1-\frac{1-\frac{1}{\chi^2}}{(1+\lambda)^3}\left(1-\frac{3}{2}\frac{aq\,v^2}{p_{сн}W_{кн}}\right)\right]\right\}.$$

Следовательно,

$$\varepsilon = \int_0^W \rho dW = \int_0^W \varphi_\rho p_{сн}\,dW = \bar{\varphi}_\rho \int_0^W p_{сн}\,dW = \varphi E.$$

Таким образом, $\bar{\varphi}_\rho = \varphi$, поэтому усреднение φ, как это иногда делается, необосновано. Используя, как и в параграфе I.3.3, оценку, получим

$$p = \left(1+\frac{1}{3}\frac{\omega}{aq}\right)p_{сн}.$$

1.5. ГЛАВНОЕ УРАВНЕНИЕ

1.5.1. УРАВНЕНИЕ ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ

Уравнение, связывающее полную и потенциальную энергию пороховых газов с произведенной работой, во внутренней баллистике называют главным или основным уравнением. Впервые такое уравнение на основе первого начала термодинамики было выведено в 1864 г. французским инженером Резалем и до сих пор носит его имя. Выведем зависимости, пригодные как для закрытых, так и для открытых систем. Схема такой системы представлена на рис. I.12.

Пусть к моменту времени t сгорело $\omega\psi$ заряда и вытекло $\int_0^t G\,dt$ газа при температуре газа T, а за время dt сгорело $\omega d\psi$ заряда, вытекло $G dt$ газа; а температура вновь прибывшего газа T_1. За время dt за счет теплоотдачи будет потеряно δQ теплоты и будет совершена работа $sp\,dl$.

При нагревании единицы массы газа от 0 до T при теплоемкости $c_V = a_V + bT$ ему будет передана энергия

$$Q_V = \int_0^T c_V\,dT = \left(a_V + b\frac{T}{2}\right) = \bar{c}_V(T)T.$$

При истечении будет потеряна внутренняя энергия $E\bar{c}_v(T+dT)Gdt$ и будет совершена работа на выталкивание газа из канала $\rho wGdt$, где w – удельный объем выталкиваемого газа. Полагая, что $\rho w = RT$, получим $\rho wGdt = RTGdt$.

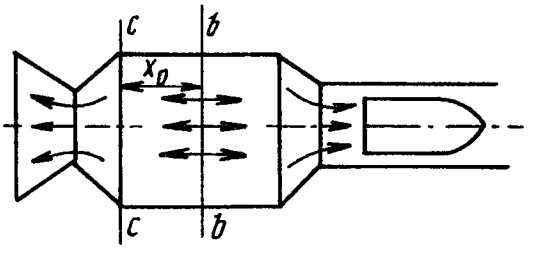


Рис. I. I2. Схема динамореактивного орудия

Запишем закон сохранения энергии в виде

$$E\bar{c}_v(T_1)T_1\,\omega d\psi = spdl + d\left[(\omega\psi - \int_0^t Gdt)E\bar{c}_v(T)T\right] + \\ + (E\bar{c}_v(T)+R)TGdt + dQ. \qquad (I.34)$$

Будем иметь в виду, что по закону Майера

$$E\bar{c}_p(T) = E\bar{c}_v(T) + R.$$

Представим уравнение (I.34) в виде

$$d\left[(\omega\psi - \int_0^t Gdt)(E\bar{c}_v(T_1)T_1 - E\bar{c}_v(T)T)\right] = spdl + dQ + \\ + (E\bar{c}_v(T)T - E\bar{c}_v(T_1)T_1 + RT)Gdt. \qquad (I.35)$$

Но так как

$$E\bar{c}_v(T_1)T_1 - E\bar{c}_v(T)T = E\bar{c}_v(T_1,T)(T_1 - T),$$

то, обозначив

$$\frac{\bar{c}_p(T_1,T)}{\bar{c}_v(T_1,T)} = k = 1+\theta$$

и имея в виду, что

$$E\bar{c}_v(T_1,T) = \frac{R}{\theta},$$

уравнение (I.35) запишем в виде

$$d\left[(\psi-\eta)(1-\tau)\right] = \theta\frac{spdl}{f_1\omega} + (k\tau-1)d\eta + \frac{\theta}{f_1\omega}dQ,$$

где

$$\tau = \frac{T}{T_1};\quad f_1 = RT_1;\quad \eta = \frac{\int_0^t Gdt}{\omega}$$

или

$$d[(\psi-\eta)\tau] = d\psi - k\tau d\eta - \frac{\theta}{f_1\omega}\, d\varphi - \frac{\theta}{f_1\omega}\, sp\,dl.$$

Обозначив

$$f = f_1\left(1 - k\tau\frac{d\eta}{d\psi} - \frac{\theta}{f_1\omega}\frac{d\varphi}{d\psi}\right),$$

получим

$$d[(\psi-\eta)\tau] = \frac{f}{f_1}\, d\psi - \frac{\theta}{f_1\omega}\, sp\,dl. \qquad (I.36)$$

Полагая $f = const$ (средним за время выстрела), получим

$$(\psi-\eta)\tau = \frac{f}{f_1}\,\psi - \frac{\theta}{f_1\omega}\int_0^l sp\,dl. \qquad (I.37)$$

При сжигании пороха в бомбе $\eta = 0$, $l = 0$ и, как следствие, $\tau = 1$.

1.5.2. ОБОБЩЕННОЕ УРАВНЕНИЕ РЕЗАЛЯ. ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ РАСЧЕТОВ В ПЕРИОДЕ РАСШИРЕНИЯ ГАЗА

Запишем уравнение состояния в виде

$$p\left(\lambda+1-\frac{\Delta}{\delta}-\Delta\left(\alpha'-\frac{1}{\delta}\right)\psi+\alpha'\eta\Delta\right) = f_1\Delta(\psi-\eta)\tau. \qquad (I.38)$$

Обозначив

$$\alpha = \alpha'\left(1-\frac{\eta}{\psi}\right)$$

и используя уравнение (I.37), получим уравнение Резаля в обобщенном виде

$$p\left(\lambda+1-\frac{\Delta}{\delta}-\Delta\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\psi\right) = f\Delta\psi - \theta\int_0^\lambda p\,d\lambda. \qquad (I.39)$$

В случае, когда $\eta = 0$, мы имеем классическое уравнение внутренней баллистики для закрытой системы.

В периоде расширения газа $d\psi = 0$.

Обозначив

$$r = \frac{\theta}{f_1\omega}\int_0^l sp\,dl$$

из уравнения (I.36), получим

$$d[(1-\eta)\tau] = -dr.$$

Интегрируя это уравнение от $\tau_к$ до τ и от $r_к$ до r и используя уравнение (I.38), получим

$$r_к - r = \frac{\rho}{f_1 \Delta}(\lambda + 1 - \alpha'\Delta + \alpha'\eta\Delta) - \frac{\rho_к}{f_1\Delta}(\lambda_к + 1 - \alpha'\Delta + \alpha'\eta_к\Delta).$$

Используя адиабату Пуассона

$$\rho = \rho_к \frac{\lambda_к + 1 - \alpha'\Delta + \alpha'\eta_к\Delta}{\lambda + 1 - \alpha'\Delta + \alpha'\eta\Delta}\left(\frac{1-\eta}{1-\eta_к}\right)^k$$

и начальное условие для периода расширения

$$\frac{\rho_к}{f_1\Delta}(\lambda_к + 1 - \alpha'\Delta - \alpha'\eta_к\Delta) = \frac{f}{f_1} - r_к,$$

получим

$$r = \frac{f}{f_1} - \left(\frac{f}{f_1} - r_к\right)\left(\frac{\lambda_к + 1 - \alpha'\Delta + \alpha'\eta_к\Delta}{\lambda + 1 - \alpha'\Delta + \alpha'\eta\Delta}\right)^\theta \left(\frac{1-\eta}{1-\eta_к}\right)^k.$$

Для орудия с классической схемой выстрела $\eta = 0$, поэтому получим

$$r = 1 - (1 - r_к)\left(\frac{\lambda_к + 1 - \alpha'\Delta}{\lambda + 1 - \alpha'\Delta}\right)^\theta,$$

где

$$r = \frac{\theta}{f\Delta}\int_0^\lambda sp\,d\lambda = \frac{\theta}{2}\,\frac{\varphi q v^2}{f\omega}.$$

1.5.3. ОЦЕНКА ЗНАЧЕНИЯ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА

В области СВ (см. рис. I.I2) система представляет реактивную камеру с подвижной границей В. Скорость перемещения границы будем считать достаточно малой. Полагая, что $d\theta = 0$ и $dl = 0$, из уравнения (I.36) получим

$$\frac{d\tau}{d\psi} = \frac{1 - \tau\left(1 + \theta\dfrac{d\eta}{d\psi}\right)}{\psi - \eta}.$$

Полагая

$$\eta = A(\psi - \psi_0),$$

где A – коэффициент пропорциональности, получим уравнение с разделяющимися переменными, которое легко интегрируется:

$$\tau = \frac{1 + \theta A\left[\dfrac{\psi_0}{(1-A)\psi + A\psi}\right]^{\frac{(1+\theta A)}{1-A}}}{1 + \theta A}$$

Если допустить $\psi_0 = 0$ и $A = 1$, то $\tau = 1/(1+\theta)$ [13]. Полагая $A = 1$, получим

$$\tau = \frac{1}{1+\theta} + \left(1 - \frac{1}{1+\theta}\right)^{-(1+\theta)\frac{\psi-\psi_0}{\psi_0}},$$

т.е.

$$\tau > \frac{1}{1+\theta};$$

при $\psi = 1$; $A = \eta_к$; $\psi_0 = 0$

$$\tau = \frac{1}{1+\theta\eta_к} \quad [10].$$

При $\eta_к \approx 0{,}5$ и $\theta = 0{,}2$ $\tau = 0{,}91$.
Следовательно, в ДРС термический КПД будет лишь несколько больше 0,1.

1.5.4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ И ДАВЛЕНИЯ В ЗАСНАРЯДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ ДИНАМОРЕАКТИВНОЙ СИСТЕМЫ

В сечении В-В на расстоянии x_0 от сечения СС (см.рис.1.12) скорость газа будет равна нулю. Это сечение будет перемещаться. В сечении СС скорость газа будет u_c; тогда, интегрируя уравнение (1.28) в пределах $x = 0$ и $u_x = -u_c$, получим

$$u_x + u_c = -\frac{d\ln\rho}{dt}\, x \qquad (1.40)$$

(без учета уширения каморы).

Так как при $x = x_0$ $u_x = 0$, то

$$\frac{u_c}{x_0} = -\frac{d\ln\rho}{dt}.$$

При $x = l_0 + l = L$; $u_x = v$ будем иметь

$$v = u_c\left(\frac{L}{x_0} - 1\right). \qquad (1.41)$$

Обозначив

$$\mu = \frac{v}{u_c},$$

получим

$$\frac{L}{x_0} = 1 + \mu. \qquad (1.42)$$

Уравнение (I.40) запишем в виде

$$u_x = u_c\left(\frac{x}{x_0} - 1\right). \qquad (I.43)$$

Выделим слой газопороховой смеси и напишем для него уравнение движения (полагая $v = v_a$)

$$d\omega_x \frac{du_x}{dt} = -s\theta p_x$$

или

$$p_{x_2} - p_{x_1} = -\rho \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial u_x}{\partial t}\, dx - \rho \frac{u_{x_2}^2 - u_{x_1}^2}{2}.$$

Дифференцируя выражения (I.4I) и (I.43), получим

$$\left(\frac{dv}{dt} + \frac{a u_c}{dt} - \frac{u_c v}{x_0}\right)\frac{1}{L} = \frac{1}{x_c}\frac{du_c}{dt} - \frac{u_c}{x_0^2}\frac{dx_0}{dt};$$

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} = \left(\frac{1}{x_0}\frac{du_c}{dt} - \frac{u_c}{x_0^2}\frac{dx_0}{dt}\right)x - \frac{du_c}{dt}.$$

Отсюда

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} = \left(\frac{dv}{dt} + \frac{du_c}{dt} - \frac{u_c v}{x_0}\right)\frac{x}{L} - \frac{du_c}{dt}.$$

Поэтому

$$p_{x_2} - p_{x_1} = -\frac{\rho}{2}\left(\frac{dv}{dt} + \frac{du_c}{dt} - \frac{u_c v}{x_0}\right)\frac{x_2^2 - x_1^2}{L} - \frac{\rho}{2}\frac{du_c}{dt}(x_2 - x_1) - \frac{\rho}{2}(u_{x_2}^2 - u_{x_1}^2).$$

Полагая $x_1 = 0$; $x_2 = x$; $u_{x_1} = u_c$; $u_{x_2} = u_x$, получим

$$p_x - p_c = -\frac{\rho}{2}\left(\frac{dv}{dt} + \frac{du_c}{dt} + \frac{u_c^2}{x_0}\left(\frac{L}{x_0} - \frac{v}{u_c}\right)\right)\frac{x^2}{L} + \rho\left(\frac{du_c}{dt} + \frac{u_c^2}{x_0}\right)x.$$

Проинтегрировав это выражение от 0 до L и поделив на L, получим

$$p = \frac{1}{L}\int_0^L p_x\, dx = p_c - \frac{\rho}{2}\left(\frac{dv}{dt} + \frac{du_c}{dt} + \frac{u_c^2}{x_0}\right)\frac{L}{3} + \frac{\rho L}{2}\left(\frac{du_c}{dt} + \frac{u_c^2}{x_0}\right)$$

или

$$p = p_c - \frac{\rho L}{6}\frac{dv}{dt} + \frac{\rho L}{3}\left(\frac{du_c}{dt} + \frac{u_c^2}{x_0}\right).$$

Полагая $x = L$ и $p_x = p_{cн}$, получим

$$p_{cн} = p_c - \frac{\rho L}{2}\frac{dv}{dt} + \frac{\rho L}{2}\left(\frac{du_c}{dt} + \frac{u_c^2}{x_0}\right).$$

Для исключения из полученных зависимостей du_c/dt и u_c^2/x_0 будем предполагать режим течения квазиустановившимся, т.е.

$$G_c = G_к,$$

где

$$G_c = \rho u_c s_c;$$

$$G_к = \varphi_2 s_к \sqrt{1+\theta\left[\frac{2}{2+\theta}\left(1-\frac{\theta}{2}M_c^2\right)\right]^{\frac{2+\theta}{\theta}}}\frac{p_c}{\sqrt{RT_c}} = \frac{\varphi_2 s_к p_c k_c}{a_c};$$

здесь

$$M_c = \frac{u_c}{a_c};\quad a_c = \frac{(1+\theta)p_c}{\rho} = (1+\theta)RT_c.$$

Следовательно,

$$\frac{s_c}{s_к} = \frac{\varphi_2}{M_c}\left[\frac{2}{2+\theta}\left(1-\frac{\theta}{2}M_c^2\right)\right]^{\frac{2+\theta}{2\theta}}.$$

Таким образом,

$$M_c = const.$$

Тогда

$$\frac{du_c}{dt} = M_c\frac{da_c}{dt}.$$

Но так как

$$\frac{p_c}{\rho^{1+\theta}} = const,$$

поэтому

$$\frac{da_c}{dt} = \frac{\theta}{2}a_c\frac{d\ln\rho}{dt}.$$

Следовательно,

$$\frac{du_c}{dt} = -\frac{\theta}{2}\frac{u_c^2}{x_0}.$$

Тогда, учитывая, что

$$\frac{dv}{dt} = \frac{sp_{cн}}{q},$$

для p_c и p получим

$$p_c = p_{cн} + \frac{1}{2}\frac{\omega}{q}(1-\eta)p_{cн} - \rho L \frac{2-\theta}{4}\frac{u_c^2}{x_0} ;$$

$$p = p_{cн} + \frac{1}{3}\frac{\omega}{q}(1-\eta)p_{cн} - \rho L \frac{2-\theta}{12}\frac{u_c^2}{x_0} .$$

Учитывая выражение (I.42), M_c и a_c^2, будем иметь

$$\rho L \frac{u_c^2}{x_0} = M_c^2 (1+\mu)(1+\theta)p_c .$$

Поэтому

$$\frac{p_c}{p_{cн}} = \frac{1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{q}(1-\eta)}{1+\frac{1+\theta(2-\theta)}{4}(1+\mu)M_c^2} \qquad (1.44)$$

и

$$\frac{p}{p_{cн}} = 1+\frac{1}{3}\frac{\omega}{q}(1-\eta) - \frac{(1+\theta)(2-\theta)}{12}(1+\mu)M_c^2\frac{p_c}{p_{cн}} . \qquad (I.45)$$

Поскольку температура газа изменяется слабо, то $a_c^2 = (1+\theta)RT_c$ будет изменяться в узких пределах, поэтому и u_c будет также изменяться в узких пределах. Следовательно, достаточно обоснованно можно предполагать, что

$$\frac{d\mu}{dt} \approx \frac{1}{u_c}\frac{dv}{dt} = \frac{sp_{cн}}{u_c m_{cн}} ;$$

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{G_к}{\omega} = \frac{k_c s_к \rho_s \varphi_2}{\omega a_c} , \quad k_c = (1+\theta)M_c\frac{s_c}{s_к} .$$

Тогда

$$\frac{d\eta}{d\mu} = \frac{\varphi_2(1+\theta)}{\omega} M_c^2 q \frac{p_c}{p_{cн}}\frac{s_c}{s} .$$

Обозначив

$$A_1 = \varphi_2 (1+\theta) M_c^2 \frac{q}{\omega} \frac{s_c}{s} ; \quad A_2 = \frac{1}{2} \frac{\omega}{q} ; \quad A_3 = \frac{(1+\theta)(2-\theta)}{4} M_c^2 ,$$

получим

$$\frac{d\eta}{d\mu} = \frac{A_1 (1 + A_2 (1-\eta))}{1 + A_3 (1+\mu)} .$$

При интегрировании будем предполагать, что начало истечения и начало движения снаряда совпадают с моментом времени $t = 0$; $\eta = 0$; $\mu = 0$.
Тогда

$$\eta = \frac{1+A_2}{A_2} \left[1 - \left(1 - \frac{A_3}{1+A_3} \mu \right)^{-\frac{A_1 A_2}{A_3}} \right] .$$

Но так как

$$\frac{A_1 A_2}{A_3} = \frac{2\varphi_2}{2-\theta} ; \quad s_c = s ; \quad \theta = 0{,}2 ,$$

поэтому

$$\frac{A_1 A_2}{A_3} \approx 1 .$$

Следовательно,

$$\eta = \left(1 + \frac{1}{A_2} \right) \frac{\mu}{1 + \frac{1}{A_3} + \mu} .$$

Так как $M_c < 1$, то $A_3 << 1$ и так как $\mu < 1$, то η является почти линейной функцией μ . Ввиду малости

$$\frac{\omega}{q} \text{ и } M_c , \quad \rho_c \approx \rho \approx \rho_{cH} .$$

Оценим отношение

$$\frac{d\eta}{d\psi} = A .$$

При оценке $\hat{c}$ мы полагали $A = const$.

Так как

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\varkappa\sigma(\psi)}{J_к}\rho,$$

то

$$A = \frac{1+\theta}{\omega}\,\frac{J_к}{\varkappa}\,\frac{s_c}{\sigma(\psi)}\,\frac{M_c}{a_c}\,\frac{\rho_c}{\rho}.$$

Если $\sigma(\psi)$ и a_c принимать средними значениями, как это часто делается во внутренней баллистике, то A можно считать в среднем постоянным. Однако сама величина A существенно зависит от конкретных значений $J_к$, s_c, ω. Если ρ_c будет в процессе выстрела изменяться слабо, то можно полагать $A \leq 1$, так как в начале процесса $d\eta/d\psi < 1$.

Из решения задачи для ДРС следует, что отношение ρ/ρ_c изменяется в пределах 1,02 ÷ 0,98. Полагая $\rho=\rho_c$, из выражения (1.45) получим

$$\frac{1}{3}\,\frac{\omega}{q}(1-\eta) = \frac{(1+\theta)(2-\theta)}{12}(1+\mu)M_c^2\,\frac{\rho_c}{\rho_{сн}},$$

а из уравнения (1.44) получим

$$\frac{\rho_c}{\rho_{сн}} = 1 - \frac{1}{2}\,\frac{\omega}{q}(1-\eta). \qquad (1.46)$$

Из выражения (1.46) следует, что $\rho_c < \rho_{сн}$. Такое заключение справедливо при равномерном распределении горящих зерен по заснарядному пространству. Однако вследствие истечения число горящих зерен, увлекающихся в сторону сопла, будет больше, нежели в сторону снаряда, и поэтому вполне реально $\rho_c > \rho_{сн}$. Таковы общие заключения в случае прямоточной схемы ДРС. Современные же ДРС имеют более сложную конструкцию, и решение задачи внутренней баллистики будет более сложным.

1.5.5. ЗАВИСИМОСТЬ ДЛЯ ОЦЕНКИ ТЕПЛООТДАЧИ

Не затрагивая в целом весьма сложный процесс теплообмена между газом и стенками, изложим приближенный учет потерь энергии на нагрев стенок канала. Поскольку теплоотдача в артилле-

рийских системах составляет относительно небольшую потерю тепловой энергии, для решения задач внутренней баллистики достаточно приближенного её учета. Для расчетов использовалась приближенная методика И.Г.Теверовского, численные значения приведены в табл.I.6.

Таблица I.6

Относительная теплоотдача для систем различных калибров

Параметр	d, мм								
	25	37	45	57	76	85	I00	I22	I30
$\frac{S_{KH}}{W_{KH}}\frac{1}{\Delta}$	19,2	I4	I0,7	9,I	7,4	6,3	5,9	5,I	4,2
$\Delta Q/Q$, %	6,5	4,9	5,0	4,4	3,9	3,7	3,6	2,7	2,8

Они с достаточной точностью аппроксируются зависимостью

$$\frac{\Delta Q}{Q} = 2 + 0{,}2325\,\frac{S_{KH}}{W_{KH}}\,\frac{1}{\Delta}\,.$$

Сила пороха с поправкой на теплоотдачу определяется по зависимости

$$f = f_1\left(1 - \frac{\Delta Q}{Q}\right).$$

В качестве примера рассчитаем теплоотдачу в 7,62-мм стволе при следующих исходных данных: $s = 4{,}8I\ I0^{-5}$ м^2; $l_0 = 8{,}2I\ I0^{-2}$м; $l_g = 6{,}82\ I0^{-I}$м; $\Delta = 0{,}82$ кг/м^3; $\frac{S_{KH}}{W_{KH}} = \frac{4}{d}\frac{1}{M}$;

$$\frac{\Delta Q}{Q} = 2 + 0{,}2325\,\frac{4\cdot I0^2}{7{,}62\cdot 0{,}82} = I7.$$

В опытах Кранца и Роте [5] экспериментально получено на 7,92-мм стволе, что теплоотдача составляет 22,4% от энергии заряда. Следует отметить, что в полученное значение потерь входит и теплота, переданная газами стволу за время ее истечения из канала.

1.6. ЖИВУЧЕСТЬ СТВОЛОВ АРТИЛЛЕРИЙСКИХ ОРУДИЙ

1.6.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ИЗНОСА КАНАЛОВ АРТСИСТЕМ

По мере стрельбы внутренние размеры, особенно по полям нарезов, на начальном участке канала и в районе дульного среза увеличиваются. Характер диаметральных размеров канала показан на рис.I.I3, из которого видно, что наибольшее увеличение диаметра достигается у начала нарезов и у дульного среза. Канал нового ствола имеет гладкую полированную поверхность. По мере стрельбы поверхность сначала делается матовой, затем на ней появляются трещины, затем нарезы выкрашиваются, оплавляются, выгорают и постепенно исчезают, переходный конус продвигается вперед. Однако по мере удаления от каморы к дулу явления износа ослабевают, затем исчезают полностью, и близко от дульного среза диаметр увеличивается, а характер процесса напоминает механическое истирание, какое можно наблюдать в трущихся частях любых машин.

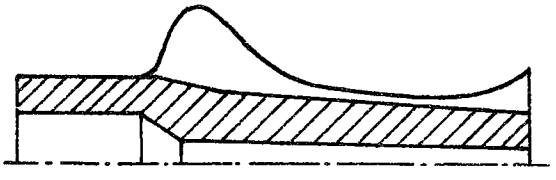


Рис. I. I3. Профиль диаметрального износа канала

В системах больших калибров увеличение диаметра может достигать 4 мм, а продвижение входного конуса достигать 500 мм. Увеличение диаметра канала и продвижение соединительного конуса вперед характеризует износ канала. Вследствие износа канала изменяются баллистические характеристики выстрела: уменьшается наибольшее давление и дульная скорость. Вследствие ухудшения условий функционирования ведущих частей снаряда возрастает рассеивание снарядов, т.е. ухудшается кучность боя снарядов. При значительном падении скорости (до I0%), при восьмикратном увеличении произведения рассеиваний боковом B_z и по дальности B_g или при срезании ведущих поясков, приводящем к неустойчивому движению снарядов, орудие перестает быть боевой машиной.

В этом случае говорят, что ствол достигает предела баллистической жизни, хотя вообще из него можно стрелять. Живучесть стволов определяется износом каналов и характеризуется числом выстрелов, которое может сделать система за время своей баллистической жизни и зависит от различных факторов, но при условии нормальной эксплуатации в большей степени определяется калибром орудия.

Согласно данным английского адмиралтейства среднее значение живучести в зависимости от калибра при одиночной стрельбе приводится ниже:

Калибр, мм	Число выстрелов	Калибр, мм	Число выстрелов
I02 ...	743	254 ...	I65
I27 ...	640	305 ...	I48
I52 ...	395	343 ...	I02
I90 ...	272	406 ...	83

Как видно из приведенных данных, баллистическая жизнь стволов очень мала. Износ каналов стволов огнестрельного оружия является важным не только для внутренней баллистики, но и как весьма серьезный вопрос захватывает область проектирования орудий (наивыгоднейший профиль нарезки), проектирования снарядов (с наименьшим эрозионным эффектом), металлургии (сталь с наименьшими характеристиками износа) и те отделы военного командования, на которых лежит забота бесперебойного питания войсковых соединений не только снарядами и другими боевыми припасами, но и орудиями (частая смена стволов вызывает не только удорожание, но и тактические трудности). Трудность изучения износа усиливается весьма кратким динамическим характером процессов, при очень высокой температуре, невозможностью непосредственно наблюдать процесс износа и последовательно изучать каждый фактор в отдельности. Поэтому мы до сих пор не располагаем строго обоснованной теорией материального износа канала ствола.

Для изучения живучести стволов следует рассмотреть: процесс износа каналов и меры по увеличению живучести; внутреннюю баллистику изношенных стволов; функционирование снарядов в изношенных стволах; проектирование ствола и снаряда с учетом живучести.

1.6.2. ХАРАКТЕРИСТИКА ПРОЦЕССА ИЗНОСА КАНАЛОВ

I. Механический износ, аналогичный износу трущихся деталей быстроходных машин, приводящий к изменению профиля и к неравномерному увеличению диаметра канала по нарезам, главным образом по их полям,проявляющийся в местных деформациях смятия, расплющивания и выкрашивания полей нарезов. Механический износ вызван,главным образом,взаимодействием пояска и нарезов в канале ствола и взаимодействием газов с каналом в районе дульного среза. Таким образом, механический износ является износом при трении пояска и слипании трущихся поверхностей, вследствие чего как от пояска,так и от поверхности канала отслаиваются мельчайшие частицы, которые переносятся вместе с газами вдоль канала. Механический износ по мере службы системы возрастает лишь до некоторого предела,после которого он развивается сравнительно медленно. В стволах стрелкового оружия механический износ является основной причиной разрушения канала.

2. Под действием горячих пороховых газов на поверхности канала образуются трещины. Появлению трещин предшествует утрата полировки. Поверхность канала делается матовой, а затем покрывается сеткой мелких продольных и поперечных трещин. Газ, прорываясь по трещинам,оплавляет металл, что способствует наиболее интенсивному износу начала нарезной части канала.При наличии в пороховых газах оксида углерода и азота тонкий слой поверхности канала цементируется, а под действием азота образуются нитриды железа. Нагретые до высокой температуры углекислый газ и водяные пары окисляют поверхностный слой трубы. Под большим давлением свободный водород насыщает поверхностный слой металла. При падении давления газов он, выделяясь, разрыхляет металл, способствуя этим разрушению поверхности канала. Такое явление называется оклюзией.

Из краткого перечня возможных процессов следует сложность всего явления физико-химического взаимодействия металла и газа. Вьелль объяснял разрушение поверхности ствола химическими процессами. Д.К.Чернов, [6] наблюдая изношенные поверхности каналов, обратил внимание на закономерность в расположении продольных и поперечных трещин. Продольные трещины имелись по дну нарезов, а поперечные по полям нарезов. Такое расположение тре-

щин объясняется термическим действием газов. За короткий промежуток времени выстрела прогревается лишь тонкий слой металла. После вылета снаряда под действием холодного воздуха происходит остывание нагретых слоев, наружные слои канала сжимаются, а более глубокие слои еще имеют высокую температуру, и следовательно, тормозят сжатие поверхностных слоев. Циклическое повторение процесса приводит к появлению трещин. Следовательно, не только попеременное нагревание и охлаждение поверхностного слоя приводит к появлению трещин, но этому способствует наклеп поверхностного слоя металла. Появление преимущественно поперечных трещин на полях нарезов объясняется тем, что в тангенциальном направлении металл более свободно расширяется и сжимается нежели в осевом. По дну нарезов при нагреве металл расширяется в направлении уменьшения радиуса, а при охлаждении сжимается по дуге большего радиуса. Поэтому по дну появляются продольные трещины.

3. Эрозия канала представляет собой разрушение поверхности в виде вымывания металла, которому очень способствует наличие трещин и высокая температура поверхности (700°С и выше). Эрозия встречается в тех местах канала, где появляются вихревые движения пороховых газов. В стволах стрелкового оружия эрозия обычно не наблюдается.

4. Окольцевание представляет собою отложение металла желтого цвета в определенных местах канала, обычно около середины ствола, в зависимости от режима течения газов. Отложения желтого цвета представляют смесь меди и стали, заполняющую нарезы, прочно сцепляющуюся с металлом ствола. Вовремя неубранные отложения могут нарушить режим устойчивого движения снаряда, привести к срыву выступов на пояске и даже к порче канала. Основываясь на рассмотренных явлениях,можно построить приближенную модель процесса износа канала. По гипотезе Шарбонье, газ при переходе из уширенной части каморы через соединительный конус сжимается, скорость его возрастает. При сжатии струя отходит от стенок, образуя полость, в которой возникает мощное вихревое движение. Молекулы газа с большой скоростью движутся к поверхности канала и вырывают частицы металла трубы, ослабленной сильным нагревом. Эти частицы металла вместе с частицами меди пояска переносятся газом по каналу.

Окольцевание происходит также и потому, что частицы металла при ударе о поверхность, значительно менее нагретую, а стало быть и более прочную, не могут вырвать новые частицы, но внедряются в поверхность, вследствие чего возникает слипание. Процесс слипания возможен также вследствие отхода струи от стенки и возникновения сильной вихревой зоны. У дульного среза, вследствие возрастания скорости потока, также возможен отход поверхности струи от поверхности канала, и, следовательно, теперь уже вследствие очень большой скорости молекул газа, также происходит отрыв частиц поверхности трубы. Эрозионный эффект с увеличением калибра системы и времени, за которое газ протекает через горловину, возрастает. Вследствие износа изменяются и баллистические характеристики выстрела. В орудиях раздельного заряжания при досылании снаряд продвигается на большую глубину, чем в новом стволе, тем самым увеличивается путь врезания. Вследствие этого уменьшается давление и дульная скорость снаряда. Ухудшается обтюрация пороховых газов, что приводит к прорыву газов, которые, снижая давление и скорость, усиливают износ. Поэтому на снарядах многих систем ставятся пояски с буртиком. Буртик является наиболее эффективным средством от прорыва газов. Вследствие износа канала увеличивается коэффициент трения, что приводит к возрастанию второстепенных работ.

При раздельном заряжании износ приводит к падению скорости и давления. Таким образом, баллистическая жизнь стволов ограничивается числом выстрелов, при котором падение скорости снаряда достигает 10%. В орудиях с патронным заряжанием врезание ведущих частей снаряда в нарезы изношенного орудия происходит после того, как снаряд пройдет изношенный участок и к началу врезания приобретет некоторую скорость. В зависимости от износа ствола возможно срезание ведущих выступов на пояске снаряда, и последний не приобретает необходимого вращения для устойчивого полета. В этом случае, независимо от значения дульной скорости, снаряд потеряет устойчивость, а кучность боя окажется неудовлетворительной.

Таким образом, орудия патронного заряжания, как правило, достигают живучести по ухудшению кучности боя, а орудия раздельного заряжания - по падению начальной скорости снаряда.

Наиболее плодотворной для создания математической теории оказалась гипотеза Шарбонье, согласно которой основной причиной износа считается механическое воздействие газовой струи с высокой температурой на поверхность канала, нагретой до высокой температуры за счет пластической деформации ведущего пояска снаряда. Физическую природу окольцевания можно объяснить с иной точки зрения. Известно, что при трении меди, аллюминия и других пластичных металлов на поверхности стального диска образуются наросты, имеющие более высокую твердость нежели исходные материалы. Аналогично этому при движении снаряда по каналу вследствие трения при определенной скорости образуется нарост, который по мере стрельбы возрастая заполняет нарезы. Наибольшему разрушению подвергаются соединительный конус и начало нарезов. Здесь играют определенную роль и трение о нагретую поверхность канала.

Французский ученый Габо в 1933 г. создал на основании гипотезы Шарбонье основы математической теории износа. Он построил модель износа, полагая, что отрыв частиц металла аналогичен динамическому излому, при котором также происходит отрыв молекул. Следовательно, энергию газа, потерянную на разрушение поверхности ствола, необходимо связать с ударной вязкостью металла.

Пусть за N -й выстрел работа, совершаемая газами на отрыв частиц металла, будет W_N. На вырывание одной частицы металла с поверхности σ при ударной вязкости ρ_N потребуется работа, пропорциональная $\sigma\rho_N$. Тогда число частиц металла, вырванных за N -й выстрел будет пропорционально $W_N/\sigma\rho_N$.

Пусть объем одной частицы металла будет $\varkappa$, тогда объем металла, снятого с поверхности канала за N -й выстрел будет пропорционален $\varkappa W_N/\sigma\rho_N$.

С другой стороны, пусть $d\tau$ объем металла, снятого с поверхности канала за dN выстрелов. Тогда за один выстрел объем металла $d\tau/dN$ будет пропорционален $W_N\varkappa/\sigma\rho_N$.
Полагая

$$d\tau = \frac{\pi}{4}(d_0^2 - d^2)d(\sigma l_{KM}),$$

где $\delta l_{км}$ - удлинение каморы за N выстрелов, получим

$$\frac{\pi}{4}(d_0^2 - d^2)\frac{d(\delta l_{км})}{dN} \sim \frac{W_N}{\rho_N}.$$

Отсюда

$$N \sim (d_0^2 - d^2)\rho_N \int_0^{\delta l_{км}} \frac{d(\delta l_{км})}{W_N}. \qquad (I.47)$$

Таким образом, для вычисления N необходимо иметь зависимости для ρ_N и W_N.

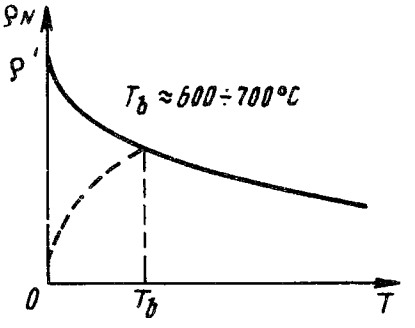


Рис.I.I4.Зависимость ударной вязкости от температуры (ρ' - фиктивная ударная вязкость)

Зависимость ударной вязкости ствольной стали от температуры образца показана на рис.I.I4. С повышением температуры ударная вязкость вначале возрастает, затем при температуре $T_в$ (около 600-700°С) она достигает наибольшего значения; при дальнейшем повышении температуры ударная вязкость уменьшается. Габо считает, что от точки $T_в$, когда металл приходит в вязкое состояние, закон уменьшения ударной вязкости может быть аппроксимирован экспонентой вида

$$\rho_N = \rho' e^{-k\frac{T}{T_в}}, \qquad (I.48)$$

где ρ' - фиктивная ударная вязкость при $T = 0$; T - температура поверхностного слоя, прогреваемого за время стрельбы (наибольшая).

Зависимость между T, температурой, достигаемой при врезании ведущего пояска T_{II} и температурой пороховых газов полагается равной

$$T = T_H + \lambda(T_1 - T_{II}),$$

где T_1 - температура горения порохов; λ - коэффициент пропорциональности.

Температура поверхности за счет пластической деформации ведущего пояска выражается зависимостью

$$T_H = T_N + 2{,}2\,p_0 \frac{d}{\varepsilon} \cdot 10^{-3},$$

где T_N - начальная температура поверхности, определяемая режимом стрельбы; d/ε - отношение калибра к толщине поверхностного слоя, прогреваемого при выстреле.

Исследования показывают, что при изменении калибра от 20 до 400 мм отношение $\frac{d}{\varepsilon} \cdot 10^{-3}$ изменяется от I,37 до I,I9,

$$T_H = T_N + 2{,}8\,p_0 .$$

По теории Габо $\frac{d}{\varepsilon} \cdot 10^{-3} = 1{,}24$.

Некоторые исследователи необоснованно отождествляют фиктивную ударную вязкость с ударной вязкостью, определяемой на копрах Шарпи при нормальной температуре. В работе [20] приводятся графики изменения ударной вязкости для углеродистой стали с различной массовой долей углерода. Из графиков следует, что с повышением температуры образцов ударная вязкость вначале возрастает, затем уменьшается, затем вновь возрастает, но начиная с 700°С непрерывно падает. Таким образом, выбор Габо в качестве характеристики износостойкости ударной вязкости следует считать физически оправданным.

Определим зависимости для N по теории Габо. Рассмотрим отдельно период движения снаряда по каналу и период истечения газа после вылета снаряда. Обозначим через ω_1 массу газов, протекающих через горловину каморы со средней скоростью v_1 за время движения снаряда по каналу, и через ω_2 массу газов, протекающих через горловину каморы со средней скоростью v_2 за период истечения. Запишем зависимость для потерь газов в виде

$$W_1 = \mu_0 \frac{\omega_1}{2} v_1^2 ; \quad W_2 = \mu_0 \frac{\omega_2}{2} v_2^2 ,$$

при этом

$$\omega = \omega_1 + \omega_2 .$$

Для определения скорости газа через горловину каморы используем гипотезу Пиобера, согласно которой скорости газовых

слоев распределяются по линейному закону между дном канала и дном снаряда в данный момент времени, тогда

$$v_r = v \frac{l_{км}}{l_{км} + l} ,$$

где $l_{км}$ - истинная длина каморы. Среднюю скорость v_1 определим из выражения

$$v_1 = \frac{1}{l_g} \int_0^{l_g} v_r dl .$$

При определении ω_1 учтем, что следствием гипотезы Пиобера является равномерное распределение газопороховой смеси по заснарядному пространству. Тогда к моменту вылета снаряда через горловину каморы расход газа определим зависимостью

$$\omega_1 = \omega \frac{s l_g}{W_0 + s l_g} = \omega \frac{\lambda_g}{1 + \lambda_g} .$$

Следовательно, к моменту вылета снаряда в каморе останется следующее количество газа:

$$\omega_2 = \omega - \omega_1 = \frac{\omega}{1 + \lambda_g} .$$

Тогда

$$W_N = W_1 + W_2 = \frac{\mu_0}{2} \frac{\omega v_g^2}{1 + \lambda_g} \left[\lambda_g \left(\frac{v_1}{v_g} \right)^2 + \left(\frac{v_2}{v_g} \right)^2 \right] .$$

Величина W_N будет зависеть от удлинения каморы. Поэтому к N -му выстрелу ее значение выразим в виде

$$W_N = \frac{\mu_0}{2} \frac{\omega v_g^2}{1 + \lambda_g} \left[\lambda_g \left(\frac{v_1}{v_g} \right)^2 + \left(\frac{v_2}{v_g} \right)^2 \right] \varphi \left(\frac{\delta l_{км}}{l_{км}} \right) ,$$

где $\varphi(\delta l_{км} / l_{км})$ - монотонная функция, возрастающая от единицы в начале стрельбы.

Вводя W_N в формулу (I.47) и выводя φ средним значением, получим

$$N \sim \frac{d_0^2 - d^2}{\varphi} \rho_N \frac{(1 + \lambda_g) \delta l_{км}}{\omega v_g^2 \left[\lambda_g \left(\frac{v_1}{v_g} \right)^2 + \left(\frac{v_2}{v_g} \right)^2 \right]} . \qquad (I.49)$$

На этом ограничим изложение теории Габо. Заметим только, что потери энергии газа за период истечения составляют 22% от общих потерь энергии на вихреобразование; в теории учитывается влияние уширения каморы χ на значение средней скорости, которая вследствие принятых допущений с ростом уширения уменьшается.

Определим значение N по теории В.Е.Слухоцкого [IO] . На основании обработки опытных материалов В.Е.Слухоцкий определял коэффициенты в формулах Габо применительно к нашим артиллерийским системам. Кроме того, он определял скорость течения газа через горловину каморы по зависимости

$$v_1 = \frac{1}{l_g} \int_0^{t_g} v_r \, dt .$$

Используя таблицы АНИИ, В.Е.Слухоцкий составил вспомогательную таблицу (табл.I.7) для отношения v_1/v_g , причем влияние периода истечения не учитывалось.

Таблица I.7

Зависимость отношения скоростей от относительного пути снаряда и уширения каморы

χ	λ_g					
	4	5	6	7	8	9
I	I97	I84	I74	I65	I57	I50
I,4	I66	I53	I43	I35	I28	I2I
I,8	I44	I3I	I22	II5	I09	I03
2,2	I28	II6	I07	I00	95	95
2,6	II6	I05	97	9I	86	8I
3,0	I05	95	88	83	78	74

Формула В.Е.Слухоцкого для вычисления $N_{усл.}$ имеет вид

$$N_{усл.} = \rho_N \frac{(d_0^2 - d^2)(1+\lambda_g)}{\omega v_g^2 (v_1/v_g)^2} . \qquad (1.50)$$

Как видно из табл. I.7 и формулы (I.50), чем больше уширение каморы, тем больше живучесть. Например, при $\lambda_g = 5$

$$N_{усл}(\chi = 3) / N_{усл}(\chi = 1) = 3,7 ,$$

т.е. только за счет уширения каморы живучесть ствола должна возрастать в четыре раза.

Однако при проектировании артиллерийских систем уширение каморы допускают не более I,5. Это объясняется тем, что на практике не замечено, чтобы уширение каморы способствовало повышению живучести канала. Наоборот, интенсивный износ наблюдается всегда в местах переходов от уширения к сужению и в местах, где поток внезапно тормозится каким-либо выступом. Большое значение уширения каморы в формулах Габо и В.Е.Слухоцкого объясняется тем, что при выводе зависимостей для скорости потока газа через горловину каморы они используют, кроме допущения о равномерном распределении газопороховой смеси, еще допущение, что скорости газопороховых слоев распределяются по линейному закону между дном канала и дном снаряда (прямая ov — см.рис.I.IO). Из этого допущения следует, что чем больше уширение, тем меньше скорость газа в горловине каморы. В действительности скорость газа в горловине находится на прямой cv.

В теориях Габо и В.Е.Слухоцкого допускается, что газ через горловину каморы движется с постоянной средней скоростью. В действительности же скорость потока через горловину каморы непрерывно изменяется. Пусть за время dt через горловину каморы протечет $d\omega_1$ газов со скоростью v_r, тогда зависимость для элементарной потери энергии на вихреобразование может быть записана в виде

$$dW_1 = \mu_0 \frac{v_r^2}{2} d\omega_1 .$$

За время движения снаряда по каналу потери энергии будут

$$W_1 = \mu_0 \int_0^{l_g} \frac{v_r^2 d\omega_1}{2} .$$

В соответствии с гипотезой Пиобера масса газопороховой смеси, находящаяся в данный момент в каморе, определяется зависимостью

$$\omega_{км} = \omega \frac{W_0}{W_0 + sl} .$$

Дифференцируя эту зависимость, получим

$$d\omega_{KM} = -\omega W_0 s \frac{dl}{(W_0+sl)^2},$$

но

$$d\omega_{KM} = -d\omega_1; \quad v_r = v\frac{l_0}{l_0+l} = \frac{v}{1+\lambda},$$

поэтому

$$W_1 = \frac{\mu_0 \omega W_0 s}{2} \int_0^{l_g} \frac{v^2 dl}{(W_0+sl)^2(1+\lambda)^2}.$$

Для дальнейшего необходимо иметь зависимость v от l.

Допустим, что v от l выражается параболической зависимостью вида

$$v^2 = v_g^2 \frac{l}{l_g} = v_g^2 \frac{\lambda}{\lambda_g}.$$

Тогда

$$W_1 = \mu_0 \frac{\omega v_g^2}{2\lambda_g} \int_0^{\lambda_g} \frac{\lambda d\lambda}{(1+\lambda)^4}$$

или

$$W_1 = \mu_0 \frac{\omega v_g}{4} \cdot \frac{\lambda_g\left(1+\frac{1}{3}\lambda_g\right)}{(1+\lambda_g)^3}.$$

Для вычисления потерь энергии за время истечения газов предположим, что за время dt через горловину каморы протечет $d\omega_2$ газов со скоростью v_r, тогда

$$dW_2 = \mu_0 \frac{v_r^2}{2} d\omega_2.$$

При изучении истечения газов из орудия Рожье предполагал, что скорость движения газов по каналу линейно зависит от дульной скорости v_t в данный момент времени, т.е.

$$v_r = v_t \frac{l_0}{l_0+l_g}.$$

Скорость же v_t изменяется от v_g до 0. Далее Рожье допускал, что v_t изменяется по закону

$$v_t = v_g \frac{\omega_t}{\omega},$$

где ω_t - масса газа, остающаяся в канале к моменту времени t. Полагая далее, что газ в канале распределен равномерно, получим

$$\frac{\omega_t}{W_0 + s l_g} = \frac{\omega_{км}}{W_0}.$$

Дифференцируя это выражение, получим

$$d\omega_{км} = \frac{W_0}{W_0 + s l_g} d\omega_t = d\omega_2.$$

Внося полученные выражения в зависимость для потерь энергии, а затем интегрируя от ω до 0, получим

$$W_2 = \mu_0 \frac{\omega v_g^2}{6(1+\lambda_g)^3}.$$

Следовательно, общая сумма потерь будет равной

$$W_N = W_1 + W_2 = \mu_0 \frac{\omega v_g^2}{4} \frac{\lambda_g\left(1+\frac{1}{3}\lambda_g\right)+\frac{2}{3}}{(1+\lambda_g)^3} \cdot \varphi\left(\frac{\sigma v_g}{v_g}\right).$$

Например, при $\lambda_g = 5$ получим

$$\lambda_g\left(1+\frac{1}{3}\lambda_g\right)+\frac{2}{3} = 13,9.$$

Как видно, период истечения газов слабо влияет на износ канала. Вводя W_N в формулу (I.49), получим

$$N \sim \rho_N \frac{d_0^2 - d^2}{\omega v_g^2} \frac{(1+\lambda_g)^2}{2+\lambda_g} \int_0^{\sigma l_{км}} \frac{d(\sigma l_{км})}{\varphi\left(\frac{\sigma v_g}{v_g}\right)}.$$

Выводя φ средним значением, получим

$$N \sim \rho_N \frac{d_0^2 - d^2}{\omega v_{gN}^2} \cdot \frac{(1+\lambda_g)^2}{2+\lambda_g} \sigma l_{км}.$$

Выразим число выстрелов в зависимости от относительного изменения дульной скорости. Для этого относительное изменение

дульной скорости представим через изменение вместимости камеры. Для этого используем зависимости

$$\frac{\pi}{4} d_0^2 \sigma l_{KH} = \sigma W_0 ;$$

$$v^2 = \frac{2f\omega}{\theta \varphi q}\left[1-\left(1-\frac{\theta\varphi q v_K^2}{2f\omega}\right)\left(\frac{W_K + W_0 - \alpha\omega}{W + W_0 - \alpha\Delta}\right)^{\theta}\right] .$$

Конечное выражение для изменения дульной скорости в зависимости от изменения вместимости каморы по этим зависимостям получить невозможно, так как W_K и v_K зависят от вместимости каморы через плотность заряжания неявным образом. Поэтому для оценки используем упрощенные зависимости, полагая

$$\rho_0 = 0 ; \quad \alpha = \frac{1}{\delta} ; \quad \varkappa = 1 .$$

Тогда

$$v_K = \frac{se_1}{u_1 \varphi q} ; \quad W_K + W_0 - \alpha\omega = \frac{W_0 - \alpha\omega}{\left(1-\frac{\theta}{2}B\right)^{2/\theta}} ,$$

где

$$B = \frac{s^2 e_1^2}{u_1^2 \varphi q f \omega} .$$

Поэтому

$$v_q^2 = \frac{2f\omega}{\theta\varphi q}\left[1-\frac{1}{1-\frac{\theta}{2}B}\left(\frac{W_0-\alpha\omega}{W_{KH}-\alpha\omega}\right)^{\theta}\right] ,$$

где

$$W_{KH} = W_0 + W_q .$$

По мере износа канала увеличивается W_0 за счет уменьшения W_q так, что значение W_{KH} остается постоянным. Поэтому формулу для v_q^2 при изменении W_0 на $W_0 + \sigma W_0$ запишем в виде

$$v_{qN}^2 = \frac{2f\omega}{\theta\varphi q}\left[1-\frac{1}{1-\frac{\theta}{2}B}\left(\frac{W_0+\sigma W_0-\alpha\omega}{W_{KH}-\alpha\omega}\right)^{\theta}\right] .$$

Отсюда

$$\left(1-\frac{\theta}{2}\frac{\varphi q v_{qN}^2}{f\omega}\right)^{\theta} = \frac{1}{\left(1-\frac{\theta}{2}B\right)^{1/\theta}} \cdot \frac{W_0-\alpha\omega}{W_{KH}-\alpha\omega} \cdot \frac{W_0+\sigma W_0-\alpha\omega}{W_0-\alpha\omega} .$$

Сравнивая с подобной зависимостью при $\delta W_0 = 0$, получим

$$\left(\frac{1-r_{gN}}{1-r_g}\right)^{\frac{1}{\theta}} = 1 + \frac{\delta W_0}{W_0 - \alpha\omega} ,$$

где

$$r_g = \frac{\theta}{2}\cdot\frac{\varphi q v_g^2}{f\omega} ; \quad r_{gN} = \frac{\theta}{2}\cdot\frac{\varphi q}{f\omega} v_{gN}^2 .$$

Так как

$$v_{gN} = v_g - \delta v_g ,$$

то

$$r_{gN} = r_g\left(1 - \frac{\delta v_g}{v_g}\right)^2 .$$

Предыдущую зависимость перепишем в виде

$$\left(1 + \frac{2r_g}{1-r_g}\cdot\frac{\delta v_g}{v_g} - \frac{r_g}{1-r_g}\left(\frac{\delta v_g}{v_g}\right)^2\right)^{1/\theta} = 1 + \frac{\delta W_0}{W_0 - \alpha\omega} .$$

Так как по условию

$$5\% < \frac{\delta v_g}{v_g} < 10\% ,$$

то, пренебрегая $(\delta v_g / v_g)^2$, получим

$$1 + \frac{2r_g}{1-r_g}\cdot\frac{\delta v_g}{v_g} = \left(1 + \frac{\delta W_0}{W_0(1-\alpha\Delta)}\right)^{\theta} .$$

Разлагая правую часть в ряд и ограничиваясь двумя членами, получим

$$\frac{\delta W_0}{W_0} = \frac{1-\alpha\Delta}{\theta}\cdot\frac{2r_g}{1-r_g}\cdot\frac{\delta v_g}{v_g} .$$

Приближенное значение для числа выстрелов запишем в виде

$$N = A\rho_N \frac{\left(1 - \frac{d^2}{d_0^2}\right)\frac{\varphi q}{f\omega}}{1-r_g}\left(\frac{1}{\Delta} - \alpha\right)\frac{(1+\lambda_g)^2}{2+\lambda_g}\cdot\frac{\delta v_g}{v_g} . \qquad (I.5I)$$

В формуле (I.5I) коэффициент A является характеристикой износа, существенно зависит от калибра и режима стрельбы. Действительно, с уменьшением калибра, несмотря на повышенный наг-

рев поверхности канала за счет относительной теплоотдачи, живучесть стволов возрастает. Единственной причиной уменьшения износа канала с уменьшением калибра по теории Габо считается изменение характера движения газов на участке горловины каморы. В.Е.Слухоцкий в своей формуле вместо коэффициента A_3 записал коэффициент, состоящий из трех множителей, а именно $A_3 = k_1 k_2 k_3$, где k_1 - зависит от калибра орудия. Зависимость значений K_1 от калибра приведена ниже:

d, мм	$K_1 \cdot 10^{-6}$	d, мм	$K_1 \cdot 10^{-6}$
50	I5,8	200	2
I00	7,I	250	I,96
I50	3,4	300	I,93

k_2 - зависит от крутизны нарезки; для нарезки с крутизной в 30 калибров k_2 = I; k_3 - зависит от глубины нарезов; для I% глубины k_3 = I. Значение $\frac{d}{\varepsilon} \cdot 10^{-3}$ В.Е.Слухоцким принято равным I,28 для артиллерийских систем и I,4 для стрелкового оружия.

Ударная вязкость ρ_N характеризует износ поверхности канала в зависимости от давления форсирования, температуры горения пороха, начальной температуры поверхности к N -му выстрелу, относительной толщины прогретого слоя $\frac{\varepsilon}{d}$ и температуры, при которой металл ствола приходит в вязкое состояние.

Фиктивная ударная вязкость ρ не может быть поставлена в прямую зависимость от ударной вязкости, определяемой в нормальных условиях на ударных копрах. Поэтому в опытных условиях может получаться так, что стволы, имеющие большую ударную вязкость, менее живучи по сравнению со стволами, имеющими меньшую ударную вязкость в нормальных условиях. Функция Φ отражает то, что по мере стрелянности состояние поверхности изменяется и при определенном настреле Φ начинает быстро возрастать. Можно полагать, что для новых стволов, когда поверхность канала обработана в соответствии с техническими условиями, Φ = I. Зависимость для Φ должна определяться из опыта.

Наибольшее давление непосредственно не входит в формулы, однако живучесть в сильной степени зависит от его значения. С возрастанием наибольшего давления при прочих равных условиях живучесть стволов понижается. В выведенных формулах влияние

наибольшего давления проявляется либо через соответствующие коэффициенты в формуле для ρ_N , либо через плотность заряжания. Например, при увеличении массы заряда при прочих равных условиях наибольшее давление возрастает и перемещается к казенной части ствола. В этом случае, во-первых, возрастает плотность заряжания, во-вторых, уменьшается КПД в момент достижения наибольшего давления, в-третьих, вследствие возрастания плотности газового потока и температуры газа в момент достижения наибольшего давления воздействие потока в горловине каморы на поверхность канала усиливается. Через температуру предварительного подогрева сказывается влияние давления форсирования; температура поверхности канала в сильной степени зависит от температуры горения пороха, т.е. от природы пороха. Постоянный коэффициент k в формуле (I.47) зависит от давления. Таким образом, ρ_N зависит от параметров баллистического решения.

Зависимость числа выстрелов от баллистических параметров явным образом выражается через r_g, v_g, λ_g и Δ . Из формулы (I.5I) видно, что с возрастанием скорости и плотности заряжания уменьшается число выстрелов, а с увеличением КПД заряда и относительного пути снаряда число выстрелов возрастает. При баллистическом проектировании, когда $f, \alpha, \sigma, \theta, \varkappa, \varkappa\lambda, \rho_0, d, s, \gamma, v_g$ и ρ_m заданы, можно проводить оценку условий живучести по зависимости

$$N_{усл.} = \frac{\left(1 - \frac{d^2}{d_0^2}\right)\frac{\varphi q}{f\omega}}{1 - r_g}\left(\frac{1}{\Delta} - \alpha\right)\frac{(1+\lambda_g)^2}{2+\lambda_g}\,.$$

В изношенном стволе пояски снарядов врезаются на полную глубину нарезов, снаряд же при этом имеет достаточно большую скорость. Поэтому энергия вращательного движения может оказаться больше возможного сопротивления ведущего пояска. Энергия вращательного движения

$$2J\frac{v^2 tg^2\gamma}{d^2} = \frac{\lambda q v^2}{2} tg^2\gamma,$$

где λ - коэффициент инерции.

Энергия, необходимая для срезания ведущего пояска,

$$\pi c t_H b \sigma_s,$$

где σ_s - предел текучести меди.

Сравнив эти два выражения, получим

$$v^2 = \frac{2\pi c\, t_н\, b\sigma_з}{\lambda q\, tg^2 \vartheta} .$$

По упрощенным формулам скорость и путь снаряда связаны между собой зависимостью

$$l = l_0 (1 - \alpha\Delta) \left[\left(1 - \frac{\theta}{2} B \frac{v}{v_к} \right)^{-\frac{2}{\theta}} - 1 \right] .$$

Откуда определим l , при которой происходит срезание ведущего пояска.

По результатам обмера будет известна зависимость между l и $t_н$. Таким образом можно определить, при каком износе произойдет срезание ведущего пояска.

1.7. ОСНОВНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ И ИХ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ

Исключив из уравнений (I.36) и (I.38) $(\psi - \eta)\tau$, получим

$$d\rho = \frac{f\Delta \left(1 + \frac{\alpha - \frac{1}{\sigma}}{f} \rho \right) \xi\, d\psi - (1+\theta) \frac{\rho}{f\Delta}\, d\lambda}{\lambda + 1 - \alpha\Delta + \Delta \left(\alpha - \frac{1}{\sigma} \right)(1 - \psi)} , \qquad (I.52)$$

где

$$\alpha = \alpha' \left(1 - \frac{d\eta}{d\psi} \right) ; \quad (\xi = 1,\ \psi \le 1);\ (\xi = 0,\ \psi = 1);$$

$$d\psi = \varkappa\, \sigma(\psi)\, dz ; \quad \varkappa\, \sigma(\psi) = \varkappa + 2\varkappa\lambda z ;$$

$$dz = \frac{\rho}{J_к}\, dt ; \qquad (I.53)$$

$$dv = \frac{s}{\varphi_\rho\, q_1} \rho\, dt - \frac{\mu_T \Pi}{q_1}\, dt$$

или

$$dv = \frac{s}{a \varphi_\rho q} \rho\, dt ; \qquad (I.54)$$

$$dl = v\, dt ;$$

$$\mu_T \Pi = s\rho_н + (\mu_{T\varphi_1} \Pi_{\varphi_1} - s\rho_н) \frac{l - l_н}{l_{\varphi_1} - l_н} \xi_1 + (\mu_T \Pi_{\varphi_1} - s\rho_н) \zeta_1 +$$

$$+ \mu_{T\varphi_2} \Pi_{\varphi_2} \frac{l - (l_н + c_з)}{l_{\varphi_2} - (l_н + c_з)} \xi_2 + \mu_T \Pi_{\varphi_2} \zeta_2 ; \qquad (I.55)$$

$$l_{\varphi_1} = l_H + c_{11} + AB\,\frac{d_0 - d}{d_A - d}\;;\quad l_{\varphi_2} = l_{\varphi_1} + c_3 + c_{21}\;;$$

$$\xi_1 = \begin{cases} 0 \text{ при } l < l_H\;; \\ 1 \text{ при } l_H < l < l_{\varphi_1}\;; \\ 0 \text{ при } l \geqslant l_{\varphi_1}\;; \end{cases} \qquad \zeta_1 = \begin{cases} 0 \text{ при } l < l_{\varphi_1}\;; \\ 1 \text{ при } l \geqslant l_{\varphi_1}\;; \end{cases}$$

$$\xi_2 = \begin{cases} 0 \text{ при } l < l_H + c_3\;; \\ 1 \text{ при } l_H + c_3 < l < l_{\varphi_2}\;; \\ 0 \text{ при } l \geqslant l_{\varphi_2}\;; \end{cases} \qquad \zeta_2 = \begin{cases} 0 \text{ при } l < l_{\varphi_2}\;; \\ 1 \text{ при } l \geqslant l_{\varphi_2}\;. \end{cases}$$

Преобразуем эти уравнения к безразмерным переменным, полагая $f = const$.

Обозначим

$$P = \frac{\rho}{f\delta}\;;\quad V = \frac{s J_K}{f\omega}\,v\;;\quad T = \frac{\delta f}{J_K}\,t\;;\quad \Lambda = \frac{\delta}{\Delta}\,(\lambda + 1)\;.$$

Получим систему уравнений без учета постепенного врезания

$$\left.\begin{aligned} \frac{dP}{dT} &= P\,\frac{[1 + (\alpha\delta - 1)P]\,\xi\varkappa\sigma(\psi) - (1+\beta)V}{\Lambda - \alpha\delta + (\alpha\delta - 1)(1-\psi)}\;; \\ \frac{dV}{dT} &= \beta P\;; \\ \frac{d\Lambda}{dT} &= V\;; \\ \frac{dz}{dT} &= P\;. \end{aligned}\right\} \qquad (I.56)$$

Выберем в качестве независимой переменной z. Тогда в периоде горения заряда будем иметь

$$\left.\begin{aligned} \frac{dP}{dz} &= \frac{[1 + (\alpha\delta - 1)P]\,\xi\varkappa\sigma(\psi) - (1+\beta)V}{\Lambda - \alpha\delta + (\alpha\delta - 1)(1-\psi)}\;; \\ \frac{dV}{dz} &= \beta\;; \\ \frac{d\Lambda}{dz} &= \frac{V}{P}\;; \\ \frac{dT}{dz} &= \frac{1}{P}\;. \end{aligned}\right\} \qquad (I.57)$$

При $t=0$; $\lambda=0$; $\Lambda=\frac{\omega}{\Delta}$; $v=0$ $(V=0)$; $T=0$

$$p=p_0; \quad \rho=\frac{\rho_0}{f\omega}; \quad z=z_0; \quad \psi=\psi_0=\frac{\left(\frac{\omega}{\Delta}-1\right)p_0}{1+(\alpha\omega-1)p_0}.$$

В периоде расширения $(\psi=1)$ пороховых газов $\xi=0$. При достижении наибольшего давления $dP/dz = 0$, т.е.

$$[1+(\alpha\omega-1)p_m]\varkappa\sigma(\psi_m)-(1+\theta)V_m=0.$$

Но

$$V_m=B(z_m-z_0).$$

Поэтому

$$B=\frac{1}{1+\theta}\cdot\frac{\varkappa+2\varkappa\Lambda z_m}{z_m-z_0}[1+(\alpha\omega-1)p_m].$$

Задав предполагаемое значение $p_m, z_m \sim \frac{1}{2}, z_0 \sim 0$, получим

$$B=\frac{2}{1+\theta}[1+(\alpha\omega-1)p_m].$$

Такое значение B будет первым приближенным значением при расчете на ЭВМ. В этой системе не учитывается процесс постепенного воспламенения и начальный период, в течение которого газ и горящие пороховые элементы с началом движения снаряда приходят в движение. Поэтому применение выведенных систем уравнений (I.52)-(I.57) ограничивается средними плотностями заряжания к зарядам из достаточно мелких пороховых зерен, с относительными массами зарядов, не превышающими единицу. При больших плотностях заряжания, больших относительных зарядах и крупных пороховых элементах решение может давать заметные погрешности или даже оказаться практически неприемлемым.

Таким образом, при интегрировании уравнений должны быть получены зависимости, пригодные для решения нижеследующих задач:

1. Найти закон движения снаряда при данных условиях заряжания. Эта задача является основной и сводится к расчету скоростей снаряда и давлений на стенки ствола.

2. Рассчитать изменения в давлении пороховых газов и в движении снаряда, получающиеся при определенных изменениях в условиях заряжания. Эта задача является как бы частным случаем основной, но выдвигается как особая ввиду практических требований учета небольших изменений в условиях заряжания, отклонениях свойств пороха между валовыми партиями и при длительном хранении. Небольшие отклонения в условиях заряжания, многие из которых носят случайный характер, приводят к разбросу скоростей и давлений. Следовательно, учет мелких изменений в условиях заряжания во многих случаях является и вероятностной задачей. Поскольку допустимые разбросы скоростей и давлений ограничиваются определенными значениями r_{p_m} и r_{v_g}, то отклонения в свойствах, например, порохов, должны ограничиваться определенными пределами.

3. Найти на основании изменения давлений и скоростей при выстреле значения тех постоянных ($a, J_k, \varkappa$ и др.), которые входят в формулы и не могут быть достаточно точно определены другим путем. Эта задача относится к учету работ, производимых газами, и к учету воспламенения и горения заряда и его распределения по заснарядному пространству. Эта задача сводится к рациональной обработке опытных данных и к нахождению наиболее пригодных значений различных баллистических характеристик, которые следует применять при использовании формул (I.52)-(I.57).

4. Рассчитать новые условия заряжания при использовании в данном орудии нового пороха или другого снаряда или при постановке новых требований.

Эта задача отличается от задачи 2 тем, что там имелись в виду малые, по большей части случайные отклонения, а здесь осуществляется переход от одних нормальных и предполагаемых наивыгоднейших условий заряжания к новым условиям, которые также желательно иметь наивыгоднейшими.

5. Рассчитать в баллистическом отношении новое орудие, удовлетворяющее поставленным требованиям. Эта задача является наиболее важной и ответственной, так как баллистическое решение определяет степень совершенства орудия и его успех как боевой машины. Однако эта задача допускает много решений, и выбор наивыгоднейшего решения - сложный и длительный процесс.

Таковы наиболее крупные задачи внутренней баллистики, от степени решения которых зависит полное всестороннее овладение явлениями выстрела, так и возможность управлять им и регулировать его по желанию в целях получения наилучшего и вполне надежного результата.

Для перечисленных главных задач должны выбираться соответствующие методы решения. Так,для решения задач I, частично 2,3 и 4 необходимо иметь наиболее полное решение уравнений (численное интегрирование на ЭВМ, метод Н.Ф.Дроздова).

Для решения задачи 5 можно ограничиться упрощенным решением с последующим расчетом окончательного варианта по точному решению.

Для решения задачи 2 необходимо использование вероятностных методов.

---

2. ТЕОРИЯ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ПОДОБИЯ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ К ИССЛЕДОВАНИЮ ПРОЦЕССА ВЫСТРЕЛА

2.1. ПОЛНОЕ БАЛЛИСТИЧЕСКОЕ ПОДОБИЕ

Артиллерийские системы баллистически подобны, если безразмерные давления, скорости, времена и пути снарядов в зависимости от выбранного аргумента будут совпадать или различаться лишь масштабами. Подобие будет полным, если оно выполняется до вылета снаряда,и ограниченным, если оно выполняется лишь в периоде горения.

Основы теории подобия разработаны учеными Сарро, Госсо, Лиувиллем, Рогла, Эмери и др. В России теория баллистического подобия разрабатывалась Н.Ф.Дроздовым, И.П.Граве, Д.А.Вентцелем и др.

Теория баллистического подобия служит основой для построения таблиц в безразмерных переменных при любых условиях заряжания и широко используется при баллистическом проектировании артиллерийских систем. Безразмерные переменные нужно выбирать таким образом, чтобы число параметров было наименьшим. Параметры должны отражать важнейшие особенности процесса, а именно: начальные условия; природу пороха; условия заряжания; реальный газ.

Теория подобия выводится для системы уравнения при неявном учете процесса врезания.

Из уравнений (I.56) получим одинаковые значения ρ, V, λ и z или ρ, V, λ и I при заданных: форме пороховых элементов ($\varkappa, \varkappa\lambda$); одинаковой природе пороха ($f, \alpha, \sigma, \theta$); одинаковом значении давления форсирования (ρ_0) и одинаковых значениях параметров B и Δ. Эти параметры подобия впервые были получе-

ны Н.Ф.Дроздовым в 1910 г. [2] . На основании анализа применяемых порохов и конструкций ведущих устройств им были приняты следующие численные значения первых семи характеристик:

$$f = 95000 \text{ Дж/кг.}; \quad \alpha = 1 \text{ дм}^3/\text{кг}; \quad \delta = 1{,}6 \text{ кг/дм}^3;$$

$$\beta = 0{,}2; \quad \varkappa = -1{,}06; \quad \varkappa_1 = -0{,}06; \quad p_0 = 29{,}4 \text{ МПа}$$

Параметры β и Δ изменяются в широких пределах. Впервые подробные таблицы для $p, v_{таб}, t_{таб}$ в зависимости от λ и параметров β, Δ были составлены в 1933 г. под руководством Н.А.Упорникова. Вновь эти таблицы были пересчитаны в 1942 году в ГАУ под руководством С.И.Ермолаева и В.Е.Слухоцкого [11] .

Для v и t получены следующие зависимости:

$$v = \frac{f\omega}{s J_K} V = \sqrt{\frac{f}{\beta}} \cdot V \cdot \sqrt{\frac{\omega}{\varphi q}} = v_{таб} \sqrt{\frac{\omega}{\varphi q}} ;$$

$$t = \int_0^l \frac{dl}{v} = l_0 \sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}} \int_0^\lambda \frac{d\lambda}{v_{таб}} = t_{таб} \cdot l_0 \cdot \sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}} .$$

Таким образом, для полного баллистического подобия необходимо задание восьми параметров (так как $\varkappa + \varkappa_1 = 1$).

2.2. ПОДОБИЕ В ПЕРИОДЕ ГОРЕНИЯ

Обозначим $\bar{\varkappa} = (\alpha\delta - 1) P$. Тогда начальное условие для ψ запишем в виде

$$\psi_0 = \frac{\frac{\delta}{\Delta} - 1}{\alpha\delta - 1} \cdot \frac{\bar{\varkappa}_0}{1 + \bar{\varkappa}_0} .$$

Обозначив

$$\bar{\psi} = \frac{\alpha\delta - 1}{\frac{\delta}{\Delta} - 1} \psi ,$$

получим

$$\bar{\psi}_0 = \frac{\bar{\varkappa}_0}{1 + \bar{\varkappa}_0} .$$

Введем новую переменную

$$\nu = \frac{\Lambda - 1}{\frac{\delta}{\Delta} - 1} .$$

Тогда при $\lambda = 0$. $\nu_0 = 1$.

Имеем далее

$$\int \rho d\Lambda = \int V dz = \frac{1}{2} B (z - z_0)^2 = \frac{\frac{\sigma}{\Delta}}{f\sigma} \int_0^{\lambda} \rho d\lambda .$$

Введем полученные выражения в формулу (I.39) и использовав новые обозначения, будем иметь

$$\varkappa (\upsilon - \bar{\psi}) = \bar{\psi} - \rho , \qquad (2.I)$$

где

$$x = z - z_0$$

и

$$\rho = \frac{\alpha\sigma - 1}{\frac{\sigma}{\Delta} - 1} \cdot \frac{\theta}{2} B x^2 .$$

Тогда

$$\rho = \frac{\theta(\alpha\sigma - 1)}{\frac{\sigma}{\Delta} - 1} \int \rho d\Lambda = \theta \int_1^{\upsilon} x d\upsilon$$

или $d\rho = \theta x d\upsilon .$ (2.2)

Выразим ψ через x

$$\psi = \psi_0 + k_1 x + \varkappa\lambda x^2 ,$$

где

$$k_1 = \varkappa + 2\varkappa\lambda z_0 = \sqrt{\varkappa^2 + 4\varkappa\lambda\psi_0} .$$

Тогда

$$\bar{\psi} - \rho = \frac{\alpha\sigma - 1}{\frac{\sigma}{\Delta} - 1} \frac{k_1^2}{B} \left(\frac{B\psi_0}{k_1^2} + \frac{B}{k_1} x - \frac{B_1}{B} \frac{B^2 x^2}{k_1^2} \right) .$$

Обозначив

$$D = \frac{\alpha\sigma - 1}{\frac{\sigma}{\Delta} - 1} \cdot \frac{k_1^2}{B} ; \quad \gamma = \frac{B\psi_0}{k_1^2} ; \quad n = \frac{B}{B_1} ; \quad \beta = \frac{B}{k_1} x ,$$

получим

$$\bar{\psi} = D \left(\gamma + \beta - \frac{\beta^2}{n} \right) ; \qquad (2.3)$$

$$\rho = \frac{\theta}{2} D \beta^2 . \qquad (2.4)$$

Таким образом получено четыре уравнения для определения $\varkappa, \bar{\psi}, \upsilon, \rho$ в зависимости от β . Из этих уравнений следует, что

шения будут зависеть только от четырех параметров: θ, γ, n, D, так как начальные условия ψ_0 и $\bar{\kappa}_0$ исключаются из условий подобия на основании соотношений

$$\bar{\psi}_0 = \frac{\bar{\kappa}_0}{1+\bar{\kappa}_0} = \gamma D .$$

Параметры подобия характеризуют соответственно: θ – процесс расширения газа (зависит от природы пороха); γ – начальные условия (форсирование); n – условия заряжания (параметры β и $\varkappa$); D характеризует реальность газа (влияние коволюма). Однако параметры γ, D, n сложные, из них можно вывести более простые параметры на основании следующих преобразований:

$$D = \frac{\alpha - \frac{1}{\delta}}{\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta}} \cdot \frac{\varkappa^2}{\beta} + 4\psi_0 \frac{\varkappa\lambda}{\beta} ;$$

$$\frac{1}{n} = \frac{\theta}{2} - \frac{\varkappa\lambda}{\beta} ; \gamma = \frac{\bar{\psi}_0}{D} = \frac{\bar{\kappa}_0}{1+\bar{\kappa}_0} \cdot \frac{1}{D} .$$

Следовательно, новыми параметрами подобия будут

$$\theta ; \frac{\alpha - \frac{1}{\delta}}{\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta}} \cdot \frac{\varkappa^2}{\beta} ; \frac{\varkappa\lambda}{\beta} ; \bar{\kappa}_0 .$$

Так как $\varkappa\lambda$ при переходе от порохов прогрессивной формы к порохам дегрессивной формы меняет знак, то подобие возможно лишь либо для порохов прогрессивной, либо для порохов дегрессивной форм. Для порохов заданной формы параметрами подобия будут

$$\theta, \bar{\kappa}_0, \beta, \Delta .$$

Но поскольку α и δ слабо зависят от природы пороха, то параметрами подобия будут

$$\theta, \frac{\rho_0}{\rho}, \beta, \Delta .$$

Для порохов с постоянной поверхностью горения ($\varkappa\lambda = 0$) параметрами подобия будут

$$\theta, \bar{\kappa}_0, \frac{\alpha - \frac{1}{\delta}}{\left(\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta}\right)\beta}$$

или

$$\theta, \frac{\rho_0}{f}, \left(\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta}\right)B .$$

Для этих порохов подобными будут кривые $\frac{\rho}{f}$, r, z в зависимости от ϑ. Этот случай имеет большое значение во внутренней баллистике при исследовании процесса выстрела, при баллистическом проектировании и других исследованиях общего характера. Так как θ зависит от природы пороха, то подобие баллистических кривых может быть по существу только для порохов одной природы, т.е. при заданных

$$f, \alpha, \delta, \theta, \rho_0, \frac{\varkappa^2}{\left(\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta}\right)B}, \frac{\varkappa\lambda}{B} .$$

Так как применяемые прогрессивные формы порохов, так же как и дегрессивные формы, имеют соответственно почти одинаковые $\varkappa$ и $\varkappa\lambda$, то параметрами подобия будут

$$f, \alpha, \delta, \theta, \rho_0, \varkappa, \varkappa\lambda, B, \Delta .$$

Эти же параметры определяют и полное подобие, впервые установленное Н.Ф.Дроздовым в 1910 г.

2.3. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ОРУДИЯ НАИБОЛЬШЕЙ МОЩНОСТИ

Из параграфа 2.2. следует, что в случае $\varkappa = 1$; $\varkappa\lambda = 0$; $\rho_0 = 0$; $\theta = const$ решения будут зависеть лишь от одного параметра подобия

$$\frac{\alpha - \frac{1}{\delta}}{\left(\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta}\right)B} .$$

Однако, чтобы получить наиболее простые зависимости, сократим в уравнениях (2.1)-(2.4) множитель $\alpha - \frac{1}{\delta}$, а затем зададимся

$$\alpha = \frac{1}{\delta} .$$

Тогда уравнения запишутся в виде

$$\frac{\rho}{f}\,\vartheta = \frac{z\left(1-\frac{\theta}{2}Bz\right)}{\frac{1}{\Delta}-\alpha}\;;\quad \frac{\rho}{f}\,d\vartheta = \frac{B}{\frac{1}{\Delta}-\alpha}\,z\,dz$$

или

$$\frac{B\,dz}{1-\frac{\theta}{2}Bz} = \frac{d\vartheta}{\vartheta}\,.$$

Отсюда

$$\vartheta = \left(1-\frac{\theta}{2}Bz\right)^{-\frac{2}{\theta}};$$

$$\frac{\rho}{f} = \frac{z\left(1-\frac{\theta}{2}Bz\right)^{1+\frac{2}{\theta}}}{\frac{1}{\Delta}-\alpha}\;;\quad r = \frac{\theta}{2}Bz^2.$$

Или

$$z = \frac{1-\vartheta^{-\frac{\theta}{2}}}{\frac{\theta}{2}B};\qquad r = \frac{\left(1-\vartheta^{-\frac{\theta}{2}}\right)^2}{\frac{\theta}{2}B}\;;$$

$$\frac{\rho}{f} = \frac{\vartheta^{-\frac{\theta}{2}-1}\left(1-\vartheta^{-\frac{\theta}{2}}\right)}{\frac{\theta}{2}B\left(\frac{1}{\Delta}-\alpha\right)}\,.$$

Обозначим

$$\chi_1 = B\left(\frac{1}{\Delta}-\alpha\right).$$

Следовательно, подобие осуществляется для кривых

$$\frac{\rho}{f}\,,\ \frac{z}{\frac{1}{\Delta}-\alpha}\,,\ \frac{r}{\frac{1}{\Delta}-\alpha}\,.$$

Дифференцируя ρ/f по z и полагая $\frac{d\rho}{dz} = 0$, получим

$$z_m = \frac{1}{(1+\theta)B};$$

$$\frac{\rho_m}{f} = \frac{2}{\chi_1} \frac{(2+\theta)^{1+\frac{2}{\theta}}}{(2+2\theta)^{2+\frac{2}{\theta}}} \quad ; \quad \varkappa_m = \left(\frac{2+2\theta}{2+\theta}\right)^{2/\theta} .$$

В конце горения при $z = I$

$$r_k = \frac{\theta}{2} B; \tag{2.5}$$

$$\varkappa_k = \left(1 - \frac{\theta}{2} B\right)^{-\frac{2}{\theta}}; \tag{2.6}$$

$$\frac{\rho_k}{f} = \frac{\left(1 - \frac{\theta}{2} B\right)^{1+\frac{2}{\theta}}}{\frac{1}{\Delta} - \alpha} .$$

Следовательно, пока горят заряды, единственным параметром подобия будет χ_1.

По мере сгорания концы горения зарядов будут располагаться тем дальше от начала координат ($\varkappa = I$), чем больше B, а следовательно, чем больше Δ, так как $\chi_1 = const$. Кривые ρ_k/f, $\varkappa$ зависят от двух параметров B и Δ.

Если $\varkappa \to \infty$,

то

$$B_L = \frac{2}{\theta}; \quad \Delta_L = \frac{1}{\alpha + \frac{\theta}{2}\chi_1} < \sigma$$

и кривая давлений при B_L будет основной. От нее по мере сгорания зарядов будут отделяться кривые, для которых $B < B_L$. Зависимости $\theta\rho/f$, $\varkappa$ для заданного $\rho_m (\chi_1 = const)$ и разных значений $B (B_1 < B_2 < \ldots < B_L)$ приведены на рис.2.I.

Из уравнения (2.5) следует, что $r_L = 1$,

т.е.

$$v_L = \sqrt{\frac{2\omega f}{\theta \varphi q}} .$$

Так как

$$\frac{\varphi q v^2}{2} = \int_0^l s\rho dl = s\bar{\rho} l,$$

то, следовательно, энергия снаряда зависит от среднего давления. Поэтому необходимо получить зависимость $\bar{\rho}$ от условий заряжания

$$\frac{\theta\bar{\rho}}{f} = \frac{\int_1^{\vartheta} \frac{\theta\rho}{f} d\vartheta}{\vartheta - 1} = \frac{r\Delta}{\lambda}, \qquad (2.7)$$

где $r\Delta$ будем называть мощностью, т.е. плотностью энергии в единице вместимости каморы. Дифференцируя отношение (2.7) по ϑ и приравняв производную нулю, получим значение ϑ_M, при котором $\frac{\theta\bar{\rho}}{f}$ достигает наибольшего значения

$$\frac{\int_1^{\vartheta_M} \frac{\theta\rho}{f} d\vartheta}{\vartheta_M - 1} = \frac{2}{\chi} \vartheta_M^{-\frac{\theta}{2}-1} \left(1 - \vartheta_M^{-\frac{\theta}{2}}\right) = \frac{\theta\rho_M}{f} = \left(\frac{r\Delta}{\lambda}\right)_M.$$

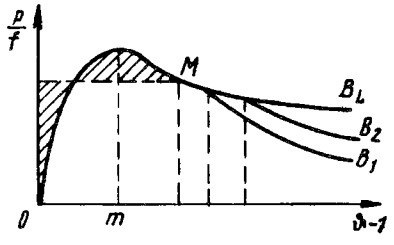


Рис.2.1.Зависимость давления от параметров заряжания

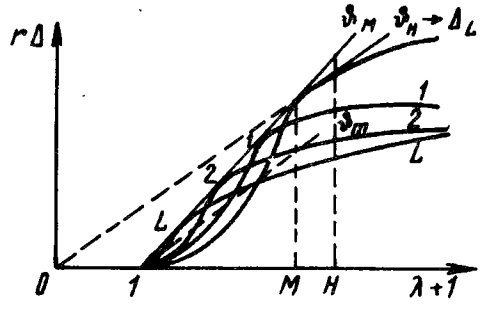


Рис.2.2.Зависимость плотности энергии от относительного пути снаряда

Следовательно, в точке M отношение $\frac{r\Delta}{\lambda}$ также достигает наибольшего значения. Кривые $r\Delta, \Delta, \lambda$ изображены на рис.2.2.

Так как

$$\frac{d(r\Delta)}{d\lambda} = \frac{\theta\rho}{f},$$

то в точке M отношение ординаты $r\Delta$ к своей абсциссе совпадает с направлением касательной к кривой. Это означает, что при-

мая, проведенная из начала координат в точку M, является одновременно и касательной к кривой $r\Delta, \lambda$.

Поскольку ϑ_M зависит только от θ, то $\vartheta_M = const$ и

$$\lambda_M = (1-\alpha\Delta)(\vartheta_M - 1),$$

т.е. абсцисса точки касания будет убывать с возрастанием Δ (β возрастает), при этом наименьшее значение λ_M будет при $\Delta = \Delta_L$, а наибольшее значение будет при Δ_M для заряда, процесс горения которого заканчивается в точке M.

Таким образом, все кривые $r\Delta$ касаются одной прямой, выходящей из начала координат, тем ближе к началу координат, чем больше Δ, и будут располагаться одна над другой тем выше, чем больше Δ; после касания прямой OM они пересекутся между собой по одному разу и будут располагаться одна над другой тем выше, чем меньше Δ. При $\vartheta > \vartheta_M$ кривые $r\Delta$ будут стремиться к своим асимптотам $(r\Delta)_{\vartheta\to\infty} \to \Delta$, так как при $\vartheta \to \infty$ $r \to 1$, и будут располагаться одна над другой тем выше, чем больше Δ.

Однако, чтобы выйти к своим асимптотам, кривые должны еще по одному разу пересечься. Следовательно, кривые $r\Delta$ пересекаются между собой по два раза. Таким образом, семейство кривых $(r\Delta, \Delta, \lambda)$, где Δ является параметром, имеет криволинейную огибающую, которая начинается от точки M и имеет ассимптоту Δ_L. Вдоль огибающей с возрастанием λ возрастает Δ.

Таким образом, семейство кривых $r\Delta, \lambda$ имеет до точки M прямолинейную, а за точкой M криволинейную огибающие. Рассмотрим теперь отношение

$$R = \frac{\varphi q v^2}{2 p_m W_{KH}} = \frac{r\Delta}{\lambda+1} \cdot \frac{f}{\theta p_m},$$

выражающее плотность энергии в единице вместимости канала. Так как при $W_{KH} = W_0$; $v = 0$, $R = 0$ при $W_{KH} \to \infty$, $v \to v_L$, то $R = 0$. Поэтому по теореме Ролля R имеет по крайней мере один максимум. Величина R будет наибольшей в точке H, где прямая OH касается кривой $r\Delta$ с параметрами Δ_H, β_H; при этом

$$(r\Delta)_H > (r\Delta)_M;\ \lambda_H > \lambda_M;\ \Delta_H > \Delta_M;\ \beta_H > \beta_M.$$

Так как

$$\left(\frac{r\Delta}{\lambda+1}\right)_H = \left(\frac{d(r\Delta)}{d(\lambda+1)}\right)_H = \frac{\theta p_H}{f}$$

и

$$\frac{\theta \rho_H}{f}(\lambda_H + 1 - \alpha \Delta_H) = \theta(1 - r_H),$$

то

$$\left(\frac{r\Delta}{\lambda + 1}\right)_H = \frac{\theta(1 - r_H)}{\frac{\lambda_H + 1}{\Delta_H} - 2} \qquad (2.8)$$

Кроме того, при $\lambda = \lambda_H$

$$\frac{d(r\Delta)}{d\Delta} = \frac{d(r\Delta)}{dB} = 0. \qquad (2.9)$$

Учитывая уравнения

$$\rho_m = const, \qquad (2.10)$$

$$\left(\frac{\lambda_H + 1}{\Delta_H} - \alpha\right)(1 - r_H)^{\frac{1}{\theta}} = K(B_H, \Delta_H), \qquad (2.11)$$

где

$$K(B, \Delta) = \left(\frac{\lambda_K + 1}{\Delta} - \alpha\right)(1 - r_K)^{\frac{1}{\theta}}, \qquad (2.12)$$

получим систему (2.8)-(2.12), из которой определяются $\Delta_H, B_H, \lambda_H, r_H$.

Таким образом, для каждого значения ρ_m будем иметь для R_H свое единственное решение, которое будет определять так называемое орудие наибольшей мощности (Шарбонье-Сюго).

При заданных v_g и ρ_m решение для R_H будет при наименьшем W_{KH}. Из совместного решения уравнений (2.9)-(2.11) получим

$$-\frac{\lambda_H + 1}{\frac{\lambda_H + 1}{\Delta_H} - \alpha} + \frac{1}{\theta}\frac{r_H \Delta_H}{1 - r_H} = \Delta_H^2 \left(\frac{d \ln K}{dB}\right)_H \left(\frac{dB}{d\Delta}\right)_H.$$

С учетом выражения (2.8) получим

$$\frac{d \ln K}{dB} = 0.$$

Заменив в уравнении (2.12) r_K и α_K из выражений (2.5) и (2.6), получим

$$B_H = \frac{2}{1 + \theta}$$

при $\theta = 0{,}2$; $b = 1{,}667$. Поскольку λ_H находится вблизи λ_M, то b_M также зависит лишь от θ, а Δ_M и Δ_H возрастают с увеличением ρ_m.

Параметры Δ_H и b_H определяются интегрированием дифференциальных уравнений с последующим определением K_{min} (или по таблицам для λ_K). Из расчетов следует, что при $\rho \neq 0$, $\alpha \neq 1/\delta$ b_H очень слабо зависит от ρ_m. При нормальных характеристиках Н.Ф. Дроздова $\varkappa = 1$, $\varkappa\lambda = 0$, значения параметров для точки приведены в табл.2.1.

Таблица 2.1

Значения параметров орудий наибольшей мощности при различных ρ_m

Параметр	ρ_m									
	150	160	200	240	280	320	360	400	440	480
Δ_H	0,44	0,463	0,547	0,617	0,679	0,729	0,777	0,816	0,852	0,883
b_H	1,93	1,92	1,9	1,9	1,9	1,9	1,91	1,91	1,93	1,94
λ_H	3,09	3,07	2,97	2,87	2,78	2,67	2,59	2,5	2,42	2,34
r_H	0,183	0,184	0,188	0,192	0,196	0,200	0,203	0,207	0,210	0,215
l_K/l_g	0,935	0,93	0,923	0,915	0,895	0,885	0,873	0,854	0,85	0,845
K_H	3,017	2,815	2,21	1,815	1,532	1,323	1,158	1,032	0,925	0,838

Значения параметров на огибающей кривой приведены в табл.2.2.

Сравнивая значения параметров b, заключаем, что разность $b_{(r\Delta)max} - b_H$ возрастает с ростом λ и ρ_m.

Значения параметров в точке H для прогрессивного пороха с характеристиками: $\varkappa = 0{,}8274$; $\varkappa\lambda = 0{,}1722$; $\alpha = 1$ дм^3/кг; $\delta = 1{,}6$ кг/дм^3; $\theta = 0{,}23$; $\hat{\varkappa}_\rho = 0{,}012$ приведены в табл.2.3.

Из сравнения параметров табл.2.1 и 2.3 следует, что b для пороха прогрессивной формы несколько меньше, а Δ_H значительно больше. Такое различие характеризует положительные баллистические качества порохов прогрессивных форм. Значения b_H и Δ_H, приведенные в таблицах, близки к реальным значениям этих параметров для наших артиллерийских систем.

Таблица 2.2

Значения параметров, определяющих $(r\Delta)_{max}$

λ_g	$\frac{l_к}{l_g}$	Условия заряжания	$p_т$, МПа						
			I50	200	250	300	400	500	600
3	0,95-0,73	Δ	0,437	0,548	0,64	0,7I9	0,839	0,929	0,997
		$в$	I,90	I,90	I,92	I,96	2,03	2,II	2,I8
4,2	0,87-0,63	Δ	0,747	0,59	0,684	0,760	0,877	0,96I	I,025
		$в$	2,I3	2,I3	2,I4	2,I7	2,23	2,29	2,35
5,4	0,82-0,54	Δ	0,500	0,6I6	0,7I0	0,787	0,90I	0,982	I,043
		$в$	2,29	2,29	2,30	2,32	2,37	2,42	2,47
6,6	0,79-0,47	Δ	0,520	0,638	0,730	0,807	0,908	0,997	I,056
		$в$	2,42	2,42	2,42	2,44	2,48	2,52	2,56
7,8	0,76-0,43	Δ	0,536	0,654	0,747	0,82I	0,93I	I,008	I,065
		$в$	2,52	2,52	2,52	2,53	2,56	2,59	2,62

Таблица 2.3

Значения параметров орудия наибольшей мощности

$\bar{x}_m$	$\Delta_н$	$в_н$	$к_н$
0,06	0,497	I,84	2,797
0,08	0,6I2	I,8	2,043
0,I0	0,706	I,8	I,6
0,I2	0,779	I,8	I,307
0,I4	0,838	I,8	I,I
0,I6	0,896	I,84	0,495
0,I8	0,935	I,84	0,826
0,20	0,978	I,88	0,73I
0,22	I,006	I,88	0,653
0,24	I,03I	I,88	0,589

2.4. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЫСТРЕЛА

2.4.1. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Процесс выстрела определяется условиями заряжания. Теория подобия позволяет основные условия заряжания сгруппировать в комплексы так, что при ограниченном подобии оказывается всего четыре параметра (наименьшее). В настоящем параграфе форму пороха будем считать произвольной. Как и в предыдущем параграфе, будем полагать $\rho_m = const$, $\rho_0 = 0$; $\alpha = \frac{1}{\sigma}$. Тогда, сокращая в уравнениях (2.1)-(2.4) множитель $\alpha\sigma - 1$ и имея в виду, что $k_1 = \varkappa$, получим

$$\frac{d\vartheta}{\vartheta} = \frac{\beta dz}{1 - \frac{\beta_1}{\varkappa} z}.$$

Отсюда

$$\vartheta = \left(1 - \frac{\beta_1}{\varkappa} z\right)^{-n};$$

$$\frac{\rho}{f} = \frac{\varkappa z}{\frac{1}{\Delta} - \alpha} \left(1 - \frac{\beta_1}{\varkappa} z\right)^{n+1}. \qquad (2.13)$$

Дифференцируя выражение (2.13) по z и полагая $d\rho/dz = 0$, получим

$$z_m = \frac{\varkappa}{\beta_1 (2+n)};$$

$$\frac{\rho_m}{f} = \frac{\varkappa^2}{\beta_1 \left(\frac{1}{\Delta} - \alpha\right)} \frac{(1+n)^{1+n}}{(2+n)^{2+n}}; \qquad (2.14)$$

$$\vartheta_m = \left(\frac{2+n}{1+n}\right)^n. \qquad (2.15)$$

Обозначив, как и прежде

$$\chi_1 = \beta \left(\frac{1}{\Delta} - \alpha\right), \qquad (2.16)$$

из уравнений (2.14) и (2.16) получим

$$\frac{d\chi_1}{\chi_1} = 2\frac{d\varkappa}{\varkappa} + \left(\frac{1}{n} + \ln\frac{1+n}{2+n}\right) dn. \qquad (2.17)$$

Полагая $z = 1$, получим

$$\omega_к = \left(1 - \frac{\beta_1}{\varkappa}\right)^{-n}; \qquad (2.18)$$

$$\frac{p_к}{f} = \frac{\varkappa}{\frac{1}{\Delta} - \alpha}\left(1 - \frac{\beta_1}{\varkappa}\right)^{1+n}. \qquad (2.19)$$

Соотношение между параметрами β, Δ и $\varkappa$ определяется зависимостью (2.17).

Для порохов с постоянной поверхностью горения ($\varkappa = 1$; $\varkappa\lambda = 0$; $n = 2/\theta$).

В этом случае

$$\gamma_1 = const,$$

т.е. с ростом Δ возрастает β. Дифференцируя Δ дважды по β, получим

$$\frac{d^2\Delta}{d\beta^2} = -2\alpha\gamma_1\frac{\Delta^3}{\beta^3} < 0.$$

Следовательно, кривая Δ, β выпукла вверх, т.е. Δ изменяется медленнее β.

Для порохов дегрессивных форм $\varkappa > 1$, $\varkappa\lambda < 0$, $\beta_1 > 0$, $n > 0$. С ростом β возрастает β_1. Так как

$$n = \frac{2}{\theta}\,\frac{1}{1 + \frac{2(\varkappa+1)}{\theta\beta}},$$

то с возрастанием β n возрастает, оставаясь меньше $2/\theta$, но больше нуля.

Из соотношения (2.17) следует, что

$$\frac{d\ln\left[\beta_1\left(\frac{1}{\Delta} - \alpha\right)\right]}{dn} = \ln\frac{1+n}{2+n} < 0,$$

так как $n > 0$.

С возрастанием n убывает $\beta_1\left(\frac{1}{\Delta} - \alpha\right)$, следовательно, Δ возрастает быстрее, нежели при $\varkappa = 1$.

Для порохов прогрессивных форм $\varkappa < 1$; $\varkappa\lambda > 0$. Так как

$$\frac{\varkappa}{\beta_1} = (2+n)z_m, \qquad (2.20)$$

то при $\beta_1 \geqslant 0$ $\infty \geqslant n \geqslant \frac{2}{\theta}$; при $\beta_1 < 0$ $-2 \geqslant n \geqslant -\infty$.

Так как

$$n = \frac{2}{\theta}\left(1 + \frac{1-x}{B_1}\right),$$

то

$$dn = -\frac{2}{\theta} \cdot \frac{1-x}{B_1} \frac{dB_1}{B_1}$$

и

$$d\ln\left[B_1\left(\frac{1}{\Delta} - \alpha\right)\right] = \frac{dB_1}{B_1} + d\ln\left(\frac{1}{\Delta} - \alpha\right) = \ln\frac{1+n}{2+n}\, dn.$$

Поэтому при $n > \frac{2}{\theta}$

$$d\ln\left(\frac{1}{\Delta} - \alpha\right) = -\left(1 + \frac{2}{\theta} \cdot \frac{1-x}{B_1} \cdot \ln\frac{1+n}{2+n}\right)\frac{dB_1}{B_1} = -\left[1 + \left(n - \frac{2}{\theta}\right)\ln\frac{1+n}{2+n}\right]\frac{dB_1}{B_1};$$

при $n < 0$

$$d\ln\left(\frac{1}{\Delta} - \alpha\right) = -\left[\frac{2}{\theta} \cdot \frac{1-x}{B_1} \ln\left(1 - \frac{1}{|n|-1}\right)^{|n|} + 1\right]\frac{dB_1}{B_1}.$$

Так как выражения в квадратных скобках при изменении n от $2/\theta$ до ∞ и $|n|$ от 2 до ∞ больше нуля, то с возрастанием B возрастает Δ, но медленнее, чем при $x = 1$.

Если задан параметр B, то, заменив x/B_1 в выражении (2.14), из формулы (2.20), получим

$$\left(\frac{1}{\Delta} - \alpha\right)\frac{p_m}{f} = \frac{x z_m}{\left(1 + \frac{1}{1+n}\right)^{1+n}}. \qquad (2.21)$$

Но

$$x z_m = \frac{x^2}{B + 2B_1},$$

поэтому

$$\frac{d x z_m}{dx} = \frac{2x}{B + 2B_1}\left(1 - \frac{x}{B + 2B_1}\right) = 2 z_m (1 - z_m) > 0,$$

т.е. $x z_m$ убывает с убыванием x.

При $B_1 > 0$ с убыванием x возрастает $x/1$, B_1 убывает до нуля, n возрастает до ∞, поэтому $\left(1 + \frac{1}{1+n}\right)^{1+n}$ возрастает от значений, больших 2, до e. Следовательно, правая часть выражения (2.21) убывает, т.е. Δ возрастает. При $B_1 < 0$ с убыванием x, $|B_1|$ возрастает от нуля, т.е. $|n|$ убывает от ∞ до 2.

Поэтому

$$\left(1+\frac{1}{1+n}\right)^{1+n}=\left(1-\frac{1}{|n|-1}\right)^{-(|n|-1)}$$

возрастает от e до ∞. Следовательно, Δ возрастает. Графики зависимостей $\beta(\Delta)$, $\Delta(\varkappa)$, $\beta(\varkappa)$ изображены на рис.2.3. На плоскости $\Delta(\beta)$ при заданном β Δ возрастает с убыванием $\varkappa$, т.е. кривые $\Delta(\beta)$ располагаются одна над другой тем выше, чем меньше $\varkappa$. На плоскости $\Delta(\varkappa)$ при заданном $\varkappa$ Δ возрастает

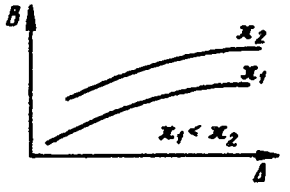


Рис.2.3. Зависимость и взаимное расположение параметров при заданном наибольшем давлении

с возрастанием β, т.е. кривые $\Delta(\varkappa)$ располагаются одна над другой тем выше, чем больше β. На плоскости $\beta(\varkappa)$ при заданном $\varkappa$ β возрастает с возрастанием Δ, т.е. кривые располагаются одна над другой тем выше, чем больше Δ.

2.4.2. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ В, Δ, ϰ НА λ_m

Запишем λ_m в виде

$$\lambda_m=(1-\varkappa\Delta)(\vartheta_m-1)=(1-\varkappa\Delta)\left[\left(1+\frac{1}{1+n}\right)^{n}-1\right]. \qquad (2.22)$$

Если задано $\varkappa$, то в этом случае с возрастанием β Δ возрастает. При $\varkappa<1$ $\varkappa\Delta>0$, при $n>0$ с возрастанием β n убывает. Поэтому оба множителя в уравнении (2.22) убывают, т.е. λ_m убывает. При $n<0$ с возрастанием β $|n|$ возрастает. Но так как

$$\left(\frac{n+2}{n+1}\right)^{n}=\left(\frac{|n|-2}{|n|-1}\right)^{-|n|}=\left(1+\frac{1}{|n|-2}\right)^{|n|},$$

когда $|n|\sim 2$, полученное выражение стремится к ∞; при $|n|\to\infty$ это выражение стремится к e, т.е. оба множителя в уравнении (2.22) убывают. Поэтому λ_m убывает с возрастанием β. При $\varkappa=1$, $n=2/\beta$ из выражения (2.22) непосредственно следует, что λ_m убывает с возрастанием β. При $\varkappa>1$, $n>0$ с ростом β n возрастает. При возрастании n от 5 до 9 $\left(\frac{n+2}{n+1}\right)^{n}-1$ возрастает от 1,16 до 1,36. При изменении же Δ от 0,4 до 0,8 разность $1-\varkappa\Delta$ будет уменьшаться с 0,6 до 0,2.

Следовательно, с возрастанием B , λ_m убывает.

Если задано Δ , то в этом случае с ростом B возрастает x .

Из соотношения (2.17) следует, что

$$\frac{d\lambda_1}{\lambda_1} - \frac{dn}{n} = d(\ln B - \ln n) = d\ln B_1 = 2\frac{dx}{x} + \ln\frac{1+n}{2+n}\,dn .$$

Но

$$B_1 = \frac{2}{\theta}\,\frac{1-x}{n-\frac{2}{\theta}}$$

и

$$d\ln B_1 = \frac{dx}{x-1} + \frac{dn}{\frac{2}{\theta}-n} .$$

Поэтому получим

$$\frac{2-x}{x(x-1)}\,\frac{dx}{dn} = \ln\frac{1+n}{2+n} - \frac{1}{\frac{2}{\theta}-n} . \qquad (2.23)$$

При $2 \geqslant x \geqslant 1$, $0 < n \leq \frac{2}{\theta}$ правая часть уравнения (2.22) меньше нуля; следовательно, с возрастанием n x убывает.
При $x < 1$, $\frac{2}{\theta} < n < \infty$ разложим $\ln\frac{1+n}{2+n}$ в ряд

$$\ln\frac{1+n}{2+n} = -\ln\left(1+\frac{1}{1+n}\right) = -\frac{1}{(1+n)} + \frac{1}{2}\frac{1}{(1+n)^2} + \ldots$$

Тогда правая часть уравнения (2.23) будет равна

$$\frac{1+\frac{2}{\theta}}{(1+n)\left(1-\frac{2}{\theta}\right)} + \ldots > 0,$$

а так как $x < 1$, то x убывает с возрастанием n.
При $\frac{2}{\theta} < |n| < \infty$

$$\ln\frac{1+n}{2+n} - \frac{1}{n-\frac{2}{\theta}} = \frac{1}{|n|-1} + \ldots - \frac{1}{|n|+\frac{2}{\theta}} = \frac{1+\frac{2}{\theta}}{(|n|-1)\left(|n|+\frac{2}{\theta}\right)} > 0 .$$

Поэтому x растет с возрастанием $|n|$. При $n > 0$ с ростом n правая часть выражения (2.21) возрастает. При $n < 0$ с ростом

$|n|$ от 2 до ∞ правая часть выражения (2.22) убывает, так как

$$\left(\frac{2+n}{1+n}\right)^n = \left(\frac{|n|-1}{|n|-2}\right)^{|n|}$$

при $n = 2$ стремится к ∞, а при $|n| \to \infty$ стремится к e. Поэтому при изменении n от $-\infty$ до -2, а затем до ∞ правая часть выражения (2.22) возрастает. Следовательно, λ_m возрастает с убыванием x. В этом состоит одно из главных свойств порохов прогрессивных форм.

Если задан параметр β, то в этом случае Δ возрастает с убыванием x.

При $x < 1$, $\infty > |n| > 2$.

$$x\lambda = \beta\left(\frac{e}{2} + \frac{1}{|n|}\right)$$

возрастает с изменением $|n|$ от ∞ до 2.

Выражение

$$\left(1 + \frac{1}{1+n}\right)^n = \left(1 + \frac{1}{|n|-2}\right)^{|n|}$$

с изменением $|n|$ от ∞ до 2 возрастает от e до ∞.

Так как $1 - \alpha\Delta$ ограничено, то λ_m возрастает с ростом $x\lambda$ (x убывает).

При $x > 1$ и $x < 1$, но при $n > 0$, множители в выражении (2.22) изменяются в разных направлениях, и аналитически направление изменения установить не удается.

Однако, имея в виду, что с изменением x λ_m изменяется монотонно, можно утверждать, что с убыванием x λ_m будет возрастать.

2.4.3. ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ β, Δ, x НА p_k

Деля p_K на p_m, получим

$$\frac{p_K}{p_m} = \frac{\beta_1}{x}\left(1 - \frac{\beta_1}{x}\right)^{1+n} \frac{(2+n)^{2+n}}{(1+n)^{1+n}} . \qquad (2.24)$$

Если задан параметр x, то, логарифмируя выражение (2.24), а затем дифференцируя по β, получим

$$\frac{d\ln p_K}{d\beta} = \frac{1}{\beta_1}\cdot\frac{d\beta_1}{d\beta} + \frac{1+n}{x-\beta_1}\cdot\frac{d\beta_1}{d\beta} + \ln\left(1 - \frac{\beta_1}{x}\right)\frac{dn}{d\beta} + \ln\frac{2+n}{1+n}\cdot\frac{dn}{d\beta} .$$

Так как

$$\frac{dB_1}{dB} = \frac{\theta}{2}; \quad \frac{dn}{dB} = -\frac{1}{B_1} - \frac{B}{B_1^2} = \frac{x-1}{B_1^2}$$

и

$$\left(\frac{1}{B_1} - \frac{1+n}{x-B_1}\right)\frac{dB_1}{dB} = -\frac{\theta}{2}\cdot\frac{2B_1+B-x}{B\left(1-\frac{\theta}{2}B\right)};$$

$$\left[\ln\left(1-\frac{B_1}{x}\right)+\ln\frac{2+n}{1+n}\right]\frac{dn}{dB} = \frac{x-1}{B_1^2}\ln\left[\left(1-\frac{B_1}{x}\right)\frac{2+n}{1+n}\right] =$$

$$= \frac{x-1}{B_1^2}\ln\left(1-\frac{B_1}{x}\cdot\frac{2B_1+B-x}{B+B_1}\right).$$

Поэтому

$$\frac{d\ln p_K}{dB} = \frac{x-1}{B_1^2}\ln\left(1-\frac{B_1}{x}\cdot\frac{2B_1+B-x}{B+B_1}\right) - \frac{\theta}{2}\cdot\frac{2B_1+B-x}{B\left(1-\frac{\theta}{2}B\right)}. \quad (2.25)$$

При $x>1$ и $z_m<1$ соотношение

$$1-\frac{B_1}{x}\cdot\frac{2B_1+B-x}{B+B_1} = \frac{1-\frac{\theta}{2}B}{x}\cdot\frac{2+n}{1+n}$$

больше нуля, но меньше единицы. Поэтому правая часть выражения (2.25) меньше нуля, и, следовательно, убывает с возрастанием B.
При $z_m = z_K = 1$; $2B_1 + B - x = 0$,

$$\frac{d\ln p_K}{dB} = 0, \text{ т.е. } p_K = p_m.$$

При $z_m > 1$ (отсутствие аналитического максимума) $2B_1 + B - x < 0$, поэтому $d\ln p_K/dB > 0$, т.е. p_K растет с возрастанием B, оставаясь меньше p_m.
При $x<1$; $z_m \le 1$; $B_1>0$; $2B_1 + B - x > 0$
и так как

$$1 > 1-\frac{B_1}{x}\cdot\frac{2B_1+B-x}{B_1+B} > 0,$$

$$\frac{x-1}{B_1^2}\ln\left(1-\frac{B_1}{x}\cdot\frac{2B_1+B-x}{B_1+B}\right) > 0.$$

При $B_1 < 0$; $2B_1 + B - x > 0$, так как $z_m \le 1$, и $B_1 + B > x + |B_1| > 0$, то

$$\frac{x-1}{B_1^2} \ln\left(1 + \frac{|B_1|}{x} \cdot \frac{2B_1 + B - x}{B_1 + B}\right) < 0,$$

а второй член выражения (2.25) больше нуля. Поэтому при $x < 1$, $B_1 \ge 0$ слагаемые в выражении (2.25) имеют разные знаки. Обозначим

$$\frac{|B_1|}{x} \cdot \frac{2B_1 + B - x}{B_1 + B} = X,$$

тогда

$$\ln(1+X) = \int_0^X \frac{dX}{1+X}.$$

Из этого равенства следует, что

$$X > \ln(1+X) > \frac{X}{1+X}.$$

Поэтому, заменив в выражении (2.25) сначала $\ln(1+X)$ через X, а затем через $\frac{X}{1+X}$, получим в первом случае

$$\frac{x-1}{B_1} X + \frac{B}{|B_1|} \cdot \frac{X}{2-BB} \cdot \frac{x}{|B_1|}(B_1 + B) = -\frac{(2B_1 + B - x)(2 + Bx)}{x(B_1 + B)(2 - BB)} < 0,$$

во втором случае

$$\frac{x-1}{B_1^2} \cdot \frac{X}{1+X} + \frac{B}{2-BB} \cdot \frac{x(B_1+B)}{B_1^2} = -\frac{X}{1+X} \cdot \frac{1+B}{|B_1|} < 0.$$

Следовательно, ρ_K убывает с возрастанием B. Если $|B_1| < 0$, то $x < 0$.

Если задан параметр B, то, дифференцируя выражение (2.24) по x, получим

$$\frac{d \ln \rho_K}{dx} = \frac{1}{B_1} - \frac{1}{x} + \ln\left[\left(1 - \frac{B_1}{x}\right)^{\frac{2+n}{1+n}}\right] \frac{dn}{dx} + \frac{1+n}{x}.$$

Так как

$$\frac{dn}{dx} = -\frac{B}{B_1^2},$$

то

$$\frac{d \ln \rho_K}{dx} = -\frac{B}{B_1^2} \ln(1+X) - X \frac{B_1 + B}{B_1^2}.$$

Используя соотношение (2.25), получим в первом случае

$$\frac{x}{B_1^2}(B_1+B-B)=-\frac{2B_1+B-x}{x(B_1+B)}<0;$$

во втором случае

$$\frac{x}{1+x}\cdot\frac{1}{B_1^2}\left[(1+x)(B_1+B)-B\right]=\frac{x}{1+x}\cdot\frac{1+B}{x|B_1|}\cdot\left(B-\frac{2}{1+B}\right). \quad (2.26)$$

Выражение (2.26) будет больше нуля при $B>\frac{2}{1+B}$. Однако, имея в виду, что при замене $\ln(1+x)$ через $\frac{x}{1+x}$ соответствующее слагаемое было значительно по абсолютной величине по сравнению с его действительным значением, можно считать, что с убыванием x возрастает ρ_K при всех значениях параметра B.

Если задан параметр Δ, то запишем формулу (2.18) в виде

$$\left(\frac{1}{\Delta}-\alpha\right)\frac{\rho_K}{f}=\left(1-\frac{B}{2}B\right)\left(1-\frac{B_1}{x}\right)^n. \quad (2.27)$$

При малых B правая часть уравнения (2.27) стремится к единице; при $B_1=0$, т.е. $\frac{B}{2}B=x\lambda$ правая часть стремится к нулю и поэтому с возрастанием B x возрастает, ρ_K убывает.

2.4.4. ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ НА λ_k

Из уравнения (2.18) получим

$$\lambda_K=(1-\alpha\Delta)\left[\left(1-\frac{B_1}{x}\right)^{-n}-1\right]. \quad (2.28)$$

Если задан параметр x, то при малых B из уравнения (2.28) следует, что $\lambda_K\to 0$; при $B=\frac{2}{\theta}$ $\lambda_K=\infty$, так как $1-\alpha\Delta$ ограничено и в нуль не обращается. Следовательно, с возрастанием B возрастает λ_K.

Если задан параметр Δ, то из уравнения (2.28) следует, что при $B=0$; $\lambda_K=0$; при $B=\frac{2}{\theta}$, $\lambda_K=\infty$. Следовательно, с возрастанием B, возрастает λ_K.

Если задан параметр B, то обозначим

$$x=1-\frac{B_1}{x}=\frac{1}{x}\left(1-\frac{\theta}{2}B\right).$$

Тогда

$$\lambda_K=(1-\alpha\Delta)\left(x^{\frac{x}{x-1}}\cdot\frac{B}{1-\frac{\theta}{2}B}-1\right). \quad (2.29)$$

Функция $x^{\frac{x}{x-1}}$ изменяется от I (при $x=0$; $B=2/\theta$) до e (при $x=1$) и затем растет с возрастанием x. Для наших задач

$\varkappa \gtrless 1$. А именно, $\varkappa < 1$, когда $B_1 > 0$; $\varkappa = 1$ при $B_1 = 0$; $\varkappa > 1$ при $B_1 < 0$. Так как обычно $B \gg 1$, то

$$\frac{B}{1-\frac{\theta}{2}B} > 1.$$

Поэтому

$$\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\cdot\frac{B}{1-\frac{\theta}{2}B}$$

$\varkappa$

изменяется от значений, меньших e до значений, значительно больших e. Параметр Δ с уменьшением $\varkappa$ увеличивается не более как на 50%. Поэтому степень изменения множителя в уравнении (2.29) разная: первый множитель изменяется меньше, нежели второй. Поэтому с уменьшением $\varkappa$ (Δ возрастает) λ_K возрастает.

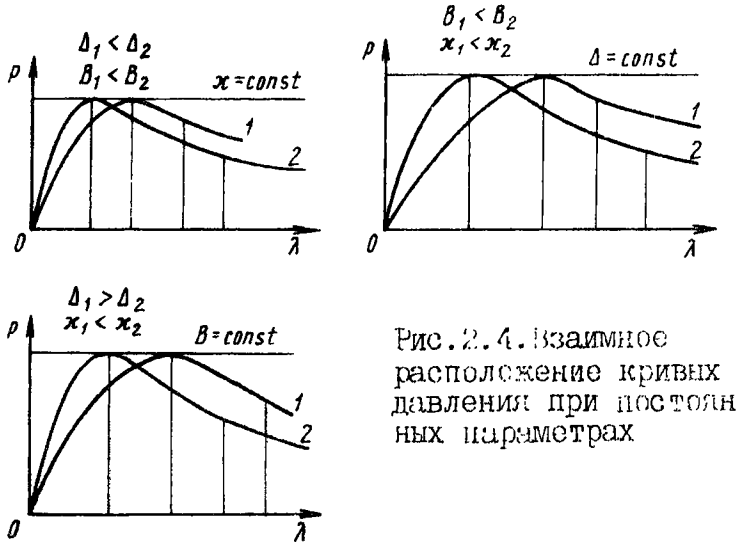


Рис.2.4. Взаимное расположение кривых давления при постоянных параметрах

Зависимости $p(\lambda)$ для рассмотренных случаев приведены на рис.2.4.

2.5. ОБОБЩЕННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ Н. Ф. ДРОЗДОВА

В настоящем параграфе выводятся обобщенные зависимости Дроздова Н.Ф., пригодные для решения прямой и обратной задач для любых форм порохов [13].

Из уравнений (2.2) и (2.4) получим

$$\hat{x} = D\,\frac{\beta d\beta}{d\vartheta}\,.$$

Вводя $\hat{x}$ в уравнение (2.I) и используя соотношение (2.3), получим такое дифференциальное уравнение

$$\frac{d\vartheta}{\vartheta-\bar{\psi}} = \frac{\beta d\beta}{\gamma+\beta-\frac{\beta^2}{n}}\,.$$

Обозначим

$$\ln N(\gamma,n,\beta) = \int_0^{\beta} \frac{\beta d\beta}{\gamma+\beta-\frac{\beta^2}{n}}\,.$$

Тогда

$$\frac{d\vartheta}{\vartheta-\bar{\psi}} = \frac{dN}{N}$$

или

$$\frac{N d\vartheta - \vartheta dN}{N^2} = -\frac{\bar{\psi} dN}{N^2}\,.$$

Отсюда

$$\frac{\vartheta}{N}\Big|_1^{\vartheta} = -\int_1^N \frac{\bar{\psi} dN}{N^2}\,.$$

Но

$$\int_1^N \frac{\bar{\psi} dN}{N^2} = \int_1^N \frac{\bar{\psi}-\rho}{N}\,\frac{dN}{N} + \int_0^{\rho}\frac{d\rho}{N} - \int_0^{\beta} d\left(\frac{\rho}{N}\right) =$$

$$= D\int_0^{\beta}\frac{\beta d\beta}{N} + \theta D\int_0^{\beta}\frac{\beta d\beta}{N} - \frac{\rho}{N}\,.$$

Обозначим

$$L(\gamma,n,\beta) = \int_0^{\beta}\frac{\beta d\beta}{N}\,.$$

Тогда решение запишется в виде

$$\vartheta = N\left[1-(1+\theta)DL(\gamma,n,\beta)\right] + \rho\,.$$

Используя уравнение (2.I), получим

$$\hat{x} = \frac{D\left(\gamma+\beta-\frac{\beta^2}{n}\right)}{N\left[1-D(1+\theta)L\right] - D\left(\gamma+\beta-\frac{\beta^2}{n}\right)}\,. \qquad (2.30)$$

Для определения β_m положим $d\hat{x}/d\beta = 0$ и продифференцируем выражение (2.I)

$$d\ln(\vartheta-\bar{\psi})_m = d\ln(\bar{\psi}-\rho)_m$$

или

$$d(\vartheta-\psi)_m=\left(\frac{1}{\tilde{\pi}_m}+1\right)d(\bar{\psi}-\rho)_m .$$

Отсюда

$$\beta_m\left(\frac{1}{\tilde{\pi}_m}-\theta\right)=\left(\frac{1}{\pi_m}+1\right)\left(1+\frac{2\beta_m}{n}\right)$$

или

$$\beta_m=\frac{1}{\frac{2}{n}+1-\frac{(1+\theta)\tilde{\pi}_m}{1+\tilde{\pi}_m}} . \qquad (2.31)$$

Представим уравнение (2.31) в виде

$$\beta_m-\frac{n}{2+n}=\frac{n\beta_m(1+\theta)}{(2+n)\left(1+\frac{1}{\tilde{\pi}_m}\right)} .$$

Используя уравнение (2.30), получим

$$\beta_m=\frac{n}{2+n}+D(1+\theta)\left[\left(\beta_m-\frac{n}{2+n}\right)L_m+\frac{n\beta_m}{2+n}\cdot\frac{\gamma+\beta_m-\beta_m^2}{N_m}\right] \qquad (2.32)$$

При $\alpha=\frac{1}{\delta}$, $D=0$ получим

$$\beta_m=\frac{n}{2+n} ,$$

представляющий главный член в уравнении (2.32). Второе слагаемое является поправкой на влияние $\alpha-\frac{1}{\delta}$.

Из уравнения (2.32) следует, что β_m зависит от $\gamma, n, (1+\theta)D$. Функции N, L, β_m являются основными. Таблицы этих функций помещены в работе [13]. Функции типа N и L использовались в решениях Шарбонье, Н.Ф.Дроздова, Г.В.Оппокова.

2.6. ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА

В этой задаче, являющейся исходной при баллистическом проектировании ствола, заданными будут

$$f, \alpha, \delta, \theta, \varkappa, \varkappa\lambda, \rho_0, \rho_m .$$

Необходимо определить любые пары Δ и B.

Для зерен произвольной формы ($\varkappa \neq 1$), так как

$$B=\frac{\varkappa\lambda}{\frac{\theta}{2}-\frac{1}{n}} ,$$

то, задавая несколько значений n_i, равных табличным [13] (с учетом знака $\varkappa\lambda$), определим несколько значений B_i. Затем из

уравнения (2.31) определим несколько значений β_{mi}. Так как

$$\gamma D(1+\theta) = \frac{\varkappa_0 (1+\theta)}{1+\varkappa_0}, \qquad (2.33)$$

то будем иметь единственное значение $\gamma D(1+\theta)$. Используя таблицы $\beta_m(\gamma, n, D(1+\theta))$ для соответствующих n_i и определенных β_{mi}, находим такую колонку для γ, чтобы $\gamma D(1+\theta)$ равнялось определенному выше значению.

По формуле

$$\psi_{0i} = \frac{\varkappa^2}{\frac{\beta_i}{\gamma} - 4\varkappa\lambda}$$

определим ψ_0, а по формуле

$$\Delta_i = \frac{1}{\left(\frac{f}{p_0} + \alpha - \frac{1}{\sigma}\right)\psi_{0i} + \frac{1}{\sigma}}$$

определим все значения Δ_i.

Случай постоянной поверхности горения ($\varkappa = 1$) наиболее простой, так как приходится пользоваться лишь одной таблицей для $n = 2/\theta$. Кроме того, в этом случае

$$k_1 = 1; \quad \beta_m = \frac{1+\varkappa_m}{1+\theta} = const.$$

По таблице для $n = 2/\theta$ и формулы (2.33) определим единственное значение γ.

Из равенства

$$\gamma\left(\frac{f}{p_0} + \alpha - \frac{1}{\sigma}\right) = \beta\left(\frac{1}{\Delta} - \alpha\right) = \chi_1$$

определим χ_1.

Для удобства дальнейших расчетов задаемся табличными значениями $\beta_{\kappa i}$ и по зависимости

$$\beta_{\kappa i} = \beta_i - \gamma$$

определим все значения β и по χ_1 определим все значения Δ_i

Примеры

1. Определить β и Δ при следующих исходных данных: f = 95070 Дж/кг; α = 1 дм^3/кг; σ = 1,6 кг/дм^3; θ = 0,245; $\varkappa$ = 0,83; $\varkappa\lambda$ = 0,17; p_0 = 30 МПа; p_m = 317 МПа.

Вычисляем

$\gamma D(1+\theta) = 0{,}0146$; $\varkappa_m = 0{,}125$; $\varkappa_0 = 0{,}01185$.

Так как форма пороховых зерен прогрессивная, то зададим несколько значений $n = \infty, 100, 80, 50, 30$. Вычисления с использованием данных таблиц β_m [13] приведены в табл. 2.4.

Таблица 2.4

Зависимость между B и Δ при заданном ρ_m

n	B	β_m	γ	$(1+\theta)D$	ψ_0	Δ
∞	1,39	1,163	0,0515	0,283	0,0263	0,670
100	1,515	1,137	513	284	240	712
80	1,545	1,128	509	287	232	730
50	1,65	1,11	506	288	217	755
30	1,91	1,08	489	298	180	832

2. Определить B и Δ при следующих исходных данных $f = 95070$ Дж/кг; $\alpha = 1{,}035$ дм^3/кг; $\delta = 1{,}6$ кг/дм^3; $\theta = 0{,}235$; $\varkappa = 1$; $\rho_0 = 30$ МПа; $\rho_m = 333$ МПа.

Вычисляем

$\varkappa_m = 0{,}1435$; $\varkappa_0 = 0{,}01295$; $\gamma D(1+\theta) = 0{,}0157$; $n = 8{,}5$; $\beta_m = 0{,}926$

По таблице [13] определяем $\gamma = 0{,}04227$; $B\left(\frac{1}{\Delta} - \alpha\right) = 1{,}36$. Полагая $\Delta = 0{,}72$, получим $B = 1{,}8$; $\Delta = 0{,}73$-получим $B = 1{,}825$.

2.7. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ

2.7.1. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ В СЛУЧАЕ УПРОЩЕННЫХ ФОРМУЛ

При баллистических расчетах, при приведении результатов стрельб к нормальным условиям для введения поправок (на износ канала, на объем крешерного прибора и др.) используются зависимости для определения изменения ρ_m, v_g при малых изменениях условий заряжания ($f, \alpha, \delta, \theta, \varkappa, \varkappa\lambda, \rho_0, q, \omega, W_0, l_g, J_K, t^\circ C$), кото-

рые называются дифференциальными. В нашей литературе эти зависимости называют поправочными формулами. В период 1895-1910 г. при участии Г.П.Киснемского [10] испытательная комиссия Охтенских пороховых заводов проводила специальные стрельбы, в результате которых были получены эмпирические зависимости в виде

$$\frac{\delta\rho_m}{\rho_m} = 2\frac{\delta\omega}{\omega} - \frac{4}{3}\frac{\delta W_0}{W_0} + \frac{3}{4}\frac{\delta q}{q} - \frac{4}{3}\frac{\delta e_1}{e_1} - 0{,}0015\,\delta h' + 0{,}0036\,\delta t^{\circ}C;$$

$$\frac{\delta v_g}{v_g} = \frac{3}{4}\frac{\delta\omega}{\omega} - \frac{1}{3}\frac{\delta W_0}{W_0} - \frac{2}{3}\frac{\delta q}{q} - \frac{1}{3}\frac{\delta e_1}{e_1} - 0{,}04\,\delta h' + 0{,}0011\,\delta t^{\circ}C.$$

Эти зависимости не потеряли практического значения до настоящего времени. Основы теории изложены в работах [4,8,14], где помещены таблицы поправочных коэффициентов применительно к таблицам ГАУ и к упрощенным зависимостям. Разлагая ρ_m и v_g в ряды Тейлора и ограничиваясь первыми членами разложения, получим

$$\frac{d\rho_m}{\rho_m} = \sum_1^n \frac{\partial\rho_m}{\partial x_i}\cdot\frac{x_i}{\rho_m}\cdot\frac{dx_i}{x_i}; \quad \frac{dv_g}{v_g} = \sum_1^n \frac{\partial v_g}{\partial x_i}\cdot\frac{x_i}{v_g}\cdot\frac{dx_i}{x_i}.$$

Обозначим

$$m_x = \frac{x_i}{\rho_m}\cdot\frac{\partial\rho_m}{\partial x_i}; \quad l_x = \frac{x_i}{v_g}\cdot\frac{\partial v_g}{\partial x_i},$$

где x_i обозначает любой из параметров заряжания; m_x, l_x - поправочные коэффициенты. Таблицы поправочных коэффициентов применительно к обобщенным зависимостям Н.Ф.Дроздова помещены в работе [15].

В случае обобщенных зависимостей Н.Ф.Дроздова дифференциальные зависимости имеют сложный вид и пригодны лишь для составления таблиц. Если положить $\rho = 0$; $\alpha = 1/\delta$, то зависимости существенно упрощаются. Запишем исходные зависимости:

$$\rho_m = f\frac{\varkappa^2}{B\left(\frac{1}{\Delta}-\alpha\right)^n}\,\frac{(1+n)^{1+n}}{(2+n)^{2+n}};$$

$$r_g = 1-(1-r_k)\left(1-\frac{B_1}{\varkappa}\right)^{-\theta n}(1+\lambda_g^*)^{-n};$$

$$\lambda_g^* = \frac{\lambda_g}{1-\alpha\Delta}.$$

Дифференцируя $\ln \rho_m$, получим

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{d\rho_m}{\rho_m} = \frac{df}{f} - 2\frac{dx}{x} + \frac{dB}{B} + \frac{1}{1-\alpha\Delta}\cdot\frac{d\Delta}{\Delta} - \frac{\alpha\Delta}{1-\alpha\Delta}\cdot\frac{d\alpha}{\alpha} + \frac{dn}{n} + n\ln\frac{1+n}{2+n}\cdot\frac{dn}{n};\\
&\frac{dB_1}{B_1} = \frac{\theta}{2}\cdot\frac{dB}{B_1} + \frac{dx}{B_1} = \frac{\theta}{2}n\frac{dB}{B} + \frac{x}{B_1}\cdot\frac{dx}{x};\\
&\frac{dn}{n} = \frac{dB}{B} - \frac{\theta}{2}n\frac{dB}{B} - \frac{x}{B_1}\cdot\frac{dx}{x} = -\frac{x\lambda}{B_1}\cdot\frac{dB}{B} - \frac{x}{B_1}\cdot\frac{dx}{x};\\
&\frac{dB}{B} = 2\frac{dJ_K}{J_K} - \frac{df}{f} - \left(2-\frac{a}{\varphi}\right)\frac{d\omega}{\omega} - \frac{a}{\varphi}\cdot\frac{dq}{q};\\
&\frac{d\Delta}{\Delta} = \frac{d\omega}{\omega} - \frac{dW_0}{W_0}.
\end{aligned}\right\} \quad (2.34)$$

Из соотношений (2.34) получим

$$\left.\begin{aligned}
&m_f = 2\left(1+\frac{x\lambda}{2B_1}\left(1-n\ln\frac{2+n}{1+n}\right)\right);\\
&m_{J_K} = -2\left(1+\frac{x\lambda}{B_1}\left(1+n\ln\frac{2+n}{1+n}\right)\right);\\
&m_\omega = \frac{1}{1-\alpha\Delta} + \left(2-\frac{a}{\varphi}\right)\left(1+\frac{x\lambda}{B_1}\left(1-n\ln\frac{2+n}{1+n}\right)\right);\\
&m_q = \frac{a}{\varphi}\left(1+\frac{x\lambda}{B_1}\left(1-n\ln\frac{2+n}{1+n}\right)\right);\\
&m_x = 2\left(1-\frac{x\lambda}{2B_1}\left(1-n\ln\frac{2+n}{1+n}\right)\right);\\
&m_{W_0} = -\frac{1}{1-\alpha\Delta};\quad m_\alpha = \frac{\alpha\Delta}{1-\alpha\Delta}.
\end{aligned}\right\} \quad (2.35)$$

Обозначим

$$f(n) = \frac{1-n\ln\frac{2+n}{1+n}}{B_1} = \frac{B_1 - B\ln\frac{2+n}{1+n}}{B_1^2}.$$

Тогда

$$\left.\begin{aligned} & m_f = 2 + \varkappa\lambda \cdot f(n); \quad |m_{J_K}| = 2 + 2\varkappa\lambda \cdot f(n) = 2(m_f - 1); \\ & m_\varkappa = 2 - \varkappa \cdot f(n); \quad m_q = \frac{a}{\varphi}\left(1 + \varkappa\lambda \cdot f(n)\right); \\ & m_\omega = |m_{W_0}| - |m_{J_K}| - m_q; \\ & |m_{W_0}| = \frac{1}{1 - \alpha\Delta}; \quad m_\alpha = |m_{W_0}| - 1. \end{aligned}\right\} \qquad (2.36)$$

Следовательно, для вычисления $m_\omega, m_\alpha, m_\varkappa, m_{J_K}$ достаточно вычислить m_{W_0}, m_f, m_q.

Влияние формы порохового зерна определяется функцией $f(n)$. Полагая $\varkappa = 1$, $\varkappa\lambda = 0$, получим

$$f(n) = \frac{2}{\theta\beta}\left(1 - \frac{2}{\theta}\ln\frac{2 + 2\theta}{2 + \theta}\right).$$

При $\theta = 0{,}2$ $f(n) = 1{,}3/\beta$; при $\theta = 0{,}25$ $f(n) = 1{,}25/\beta$.

Полагая

$$\varkappa = 1 - \frac{\theta}{2}\beta; \quad \varkappa\lambda = \frac{\theta}{2}\beta; \quad \beta_1 = 0; \quad n = \infty,$$

получим

$$f(n) = 1{,}5/\beta.$$

Следовательно, $f(n)$ изменяется на 20% при изменении $\varkappa$ от 1 до $1 - \frac{\theta}{2}\beta$.

Положим

$$f(n) = 1{,}4/\beta.$$

Тогда

$$m_f = 2 + 1{,}4\frac{\varkappa\lambda}{\beta}; \quad |m_{J_K}| = 2 + 2{,}8\frac{\varkappa\lambda}{\beta}.$$

$$m_q = \frac{a}{\varphi}\left(1 + 1{,}4\frac{\varkappa\lambda}{\beta}\right); \quad m_\varkappa = 2 - 1{,}4\frac{\varkappa\lambda}{\beta}.$$

Из этих зависимостей следуют важные выводы относительно чувствительности p_m к изменению f, J_K, q.

Для порохов прогрессивных форм с уменьшением B чувствительность ρ_m возрастает, т.е. m_f, $|m_{J_K}|$, $|m_q|$ возрастают. Для порохов дегрессивных форм с уменьшением B чувствительность ρ_m уменьшается, т.е. m_f, $|m_{J_K}|$, $|m_q|$ убывают. Например, при изменении $\varkappa$ от I до 8278 (стандартное зерно с семью каналами) при B = I,728 получим

$$m_f = 2 \div 2{,}I4; \quad |m_{J_K}| = 2 \div 2{,}8;$$
$$m_q = m_{q\,\varkappa=1} \cdot (I \div I{,}I4); \quad m_\varkappa = I{,}I87 \div I{,}327.$$

Для получения коэффициентов l_x продифференцируем $ln(1-r_g)$. Будем иметь

$$\frac{dr_g}{1-r_g} = \frac{r_K}{1-r_K}\cdot\frac{dr_K}{r_K} + n\theta ln\left(1-\frac{B_1}{\varkappa}\right)\frac{dn}{n} - 2\frac{r_K}{1-n_K}\left(\frac{dB_1}{B_1}-\frac{d\varkappa}{\varkappa}\right) + \frac{\theta\lambda_g^*}{1+\lambda_g^*}\cdot\frac{d\lambda_g^*}{\lambda_g^*}.$$

Отсюда

$$\frac{dr_g}{r_g} = \frac{1-r_g}{r_g}\left(\frac{r_K}{1-r_K}(1-\theta\cdot n)\right) - \frac{\theta\varkappa\lambda}{B_1}\,n ln\left(1-\frac{B_1}{\varkappa}\right)\frac{dB}{B} -$$
$$-\frac{1-r_g}{r_g}\left(\frac{\theta\varkappa}{B_1}\,n\,ln\left(1-\frac{B_1}{\varkappa}\right)+\theta n\right)\frac{d\varkappa}{\varkappa} + \frac{1-r_g}{r_g}\cdot\frac{\theta\lambda_g^*}{1+\lambda_g^*}\cdot\frac{d\lambda_g^*}{\lambda_g^*}.$$

Обозначим

$$f_1(n) = -1+\theta n + \frac{1-r_K}{r_K}\cdot\frac{\theta\varkappa\lambda}{B_1}\,n ln\left(1-\frac{B_1}{\varkappa}\right);$$

$$f_2(n) = -\theta n - \frac{\theta\varkappa}{B_1}\,n\,ln\left(1-\frac{B_1}{\varkappa}\right).$$

Разлагая $ln\left(1-\frac{B_1}{\varkappa}\right)$ в ряд, будем иметь

$$ln\left(1-\frac{B_1}{\varkappa}\right) = -\frac{B_1}{\varkappa} - \frac{B_1^2}{2\varkappa^2} - \frac{B_1^3}{3\varkappa^3}.$$

Тогда

$$f_1(n) = \theta n - 1 - \frac{1-r_K}{r_K}\theta n\frac{\varkappa\lambda}{\varkappa} - \frac{1-r_K}{r_K}\cdot\frac{\theta n}{2}\cdot\frac{\varkappa\lambda}{\varkappa}\cdot\frac{B_1}{\varkappa} + \ldots$$

Но

$$\theta n - \frac{1-r_K}{r_K}\theta n\frac{\varkappa\lambda}{\varkappa} = \theta n\left(1-\frac{\varkappa\lambda}{\varkappa r_K}+\frac{\varkappa\lambda}{\varkappa}\right) = \frac{\theta n}{\varkappa}\left(1-\frac{\varkappa\lambda}{r_K}\right) = \frac{2}{\varkappa}.$$

Поэтому

$$f_1(n)=\frac{2}{\varkappa}-1-\frac{1-r_к}{\varkappa}\cdot\frac{\varkappa\lambda}{\varkappa}=\frac{1}{\varkappa}+\frac{\varkappa\lambda}{\varkappa}\left(1-\frac{1-r_к}{\varkappa}\right)=\frac{1}{\varkappa}-\frac{\varkappa\lambda}{\varkappa}\cdot\frac{B_1}{\varkappa}+\ldots$$

Для $f_2(n)$ получим выражение

$$f_2(n)=-\theta n\left(1-1-\frac{1}{2}\cdot\frac{B}{\varkappa}-\frac{1}{3}\left(\frac{B_1}{\varkappa}\right)^2+\ldots\right)=\frac{\theta}{2}\cdot\frac{B}{\varkappa}\left(1+\frac{2}{3}\cdot\frac{B_1}{\varkappa}+\frac{1}{2}\left(\frac{B_1}{\varkappa}\right)^2+\right.$$

При $\varkappa = 1$; $\varkappa\lambda = 0$ будем иметь

$$f_1(n)=1;\ f_2(n)=\frac{\theta}{2}B\left(1+\frac{\theta B}{3}+\frac{\theta^2B^2}{8}+\ldots\right).$$

При $B_1 = 0$, т.е. $\varkappa\lambda=\frac{\theta}{2}B$, получим

$$f_1(n)=\frac{1}{\varkappa}\ ;\ \ f_2(n)=\frac{\theta B}{2\varkappa}\ .$$

Положим $B = 1{,}722$ и $\varkappa = 1 \div 0{,}8278$, получим

$f_1(n) = 1 \div 1{,}21$; $f_2(n) = 0{,}19 \div 0{,}21$.

Зависимости для l_x запишем в виде

$$l_f=\frac{1}{2}\left(1-\frac{r_к}{r_g}\cdot\frac{1-r_g}{1-r_к}\cdot f_1(n)\right);$$

$$l_{J_к}=-\frac{r_к}{r_g}\cdot\frac{1-r_g}{1-r_к}\cdot f_1(n);$$

$$l_\omega=\frac{1}{2}\cdot\frac{a}{\varphi}+\frac{\theta}{2}\cdot\frac{1-r_g}{r_g}\cdot\frac{\lambda_g^*}{1+\lambda_g^*}\cdot\frac{\alpha\Delta}{1-\alpha\Delta}+\frac{r_к}{r_g}\cdot\frac{1-r_g}{1-r_к}\left(1-\frac{a}{2\varphi}\right)f_1(n);$$

$$l_q=-\frac{1}{2}\cdot\frac{a}{\varphi}\left(1-\frac{r_к}{r_g}\cdot\frac{1-r_g}{1-r_к}\cdot f_1(n)\right);$$

$$l_\varkappa=\frac{1-r_g}{2r_g}\cdot f_2(n);$$

$$l_{w_0}=-\frac{1}{2}\cdot\frac{1-r_g}{r_g}\cdot\frac{\theta\lambda_g^*}{1+\lambda_g^*}\cdot\frac{1}{1-\alpha\Delta}\ ;$$

$$l_\alpha=\frac{1-r_g}{2r_g}\cdot\frac{\theta\lambda_g^*}{1+\lambda_g^*}\cdot\frac{1}{1-\alpha\Delta}\ ;$$

$$l_{l_g}=\frac{1-r_g}{2r_g}\cdot\frac{\theta\lambda_g^*}{1+\lambda_g^*}\ .$$

учитывая изменение $f_2(n)$, получим

$$l_x = 0{,}1\frac{1-r_g}{r_g}.$$

Коэффициенты l_f, l_{J_K} возрастают, l_g убывает с возрастанием прогрессивности формы пороха, l_x слабо зависит, а l_{w_0}, l_{l_g}, l_α не зависят от прогрессивности формы.

С возрастанием l_g возрастает r, поэтому l_f убывает, стремясь к I/2; l_ω убывает к $I/2 \cdot \frac{a}{\varphi}$; $|l_q|$ возрастает, стремясь к $I/2 \cdot \frac{a}{\varphi}$; $|l_{J_K}|$, l_x, l_{w_0}, l_{l_g}, l_α убывают, стремясь к нулю. Наибольшие значения коэффициентов получаются при $r_g = r_K$, т.е. при $\lambda_g = \lambda_K$. Так, например,

$$l_{f\,max} = \frac{1}{2}(1-f_1(n)); \quad |l_{J_K\,max}| = f_1(n); \quad |l_{q\,max}| = \frac{1}{2}\cdot\frac{a}{\varphi}(1-f_1(n)).$$

В практических задачах обычно β_1 достаточно мало (например, при $n \to 700 - 800$), с возрастанием прогрессивности формы влияние силы пороха возрастает. Следовательно, для более эффективного использования мощных порохов необходимо увеличивать прогрессивность их газообразования.

М.Сюго подчеркивает, что "наилучшее решение теоретически состояло бы в том, чтобы сочетать американскую форму с силой кордитов" [3].

2.7.2. ПРАКТИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ

Выведенные выше зависимости позволяют решать практические задачи. Например, в каких направлениях будет изменяться скорость снаряда при заданном ρ_m и при изменении каких-либо двух параметров.

Если изменяется J_K и f, то из условия

$$\frac{d\rho_m}{\rho_m} = m_{J_K}\frac{dJ_K}{J_K} + m_f\frac{df}{f}$$

получим

$$\frac{dJ_K}{J_K} = \frac{m_f}{|m_{J_K}|}\cdot\frac{df}{f}.$$

Поэтому

$$\frac{dv_g}{v_g} = \left(l_f + |l_{J_K}|\frac{m_f}{|m_{J_K}|}\right)\frac{df}{f}.$$

Так как

$$\frac{m_f}{|m_{J_K}|} \simeq 1 ,$$

то

$$\frac{dv_g}{v_g} = \left(l_f - |l_{J_K}|\right)\frac{df}{f} .$$

При

$$l_g \to \infty ; \quad |l_{J_K}| \to 0 ; \quad l_f \to \frac{1}{2}$$

$$\frac{dv_g}{v_g} \to \frac{1}{2}\,\frac{df}{f}$$

независимо от J_K.

При $r_K = r_g$

$$\frac{dv_g}{v_g} = \frac{1}{2}\left(1 - f_1(n)\right)\frac{df}{f} .$$

При

$$\varkappa = 1; \; f_1(n) = 1 \quad dv_g = 0.$$

Следовательно, $v_g = const$ независимо от f. При $\varkappa < 1$ $dv_g < 0$, т.е. v_g будет слегка убывать при возрастании f.

Если изменяются f и $\varkappa$, то

$$\frac{dv_g}{v_g} = \frac{1}{2}\left(\frac{1-r_g}{r_g}\cdot f_2(n) - \left(1+\frac{r_K}{r_g}\cdot\frac{1-r_g}{1-r_K}\cdot f_1(n)\right)\frac{m_\varkappa}{m_f}\right)\frac{d\varkappa}{\varkappa} .$$

При $\varkappa = 1$

$$\frac{dv_g}{v_g} = -\frac{1}{2}\left(\frac{1-r_g}{r_g}\,f_2(n) - \left(1+\frac{r_K}{r_g}\cdot\frac{1-r_g}{1-r_K}\right)\left(1-\frac{0,65}{B}\right)d\varkappa\lambda ,$$

при $B = 2$; $\theta = 0,2$; $r_g = 0,3$; $d\varkappa\lambda = 0,1722$. $dv_g/v_g = 0,046$.

Так как

$$\frac{df}{f} = \frac{m_\varkappa}{m_f}\,d\varkappa\lambda = \left(1-\frac{0,65}{B}\right)d\varkappa\lambda = 0,116,$$

то при увеличении f на 11% скорость снаряда должна увеличиваться на 4,6%, т.е. с повышением силы пороха желательно повышать прогрессивность горения.

2.7.3. ВЛИЯНИЕ ω/q НА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ

Таблицы в работе [I5] составлены при $\omega/aq = 0{,}5$. Отклонение от этого значения будет изменять коэффициенты

$$m_\omega, l_\omega, m_q, l_q.$$

Обозначим

$$K_q = \frac{1{,}5}{1 + \frac{a}{\omega q}},$$

тогда

$$m_q = K_q m_{qT}$$

и

$$l_q = K_q \cdot l_{qT}.$$

Но из зависимостей (2.36) получим

$$m_\omega - m_{\omega T} = m_{qT} - m_q = m_{qT}(1 - K_q) = K_\omega m_{qT};$$

$$l_\omega - l_{\omega T} = |l_q| - |l_{qT}| = K_\omega l_{qT},$$

поэтому

$$m_\omega = m_{\omega T} + K_\omega m_{qT};$$

$$l_\omega = l_{\omega T} + K_\omega l_{qT}.$$

2.7.4. ПРАКТИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТАБЛИЦ

Для того, чтобы относительные погрешности при вычислении ρ_m, v_g не превышали соответственно 0,4% и 0,2%, относительные изменения параметров не должны превышать

$$\delta\omega, \delta J_K, \delta w_0, \delta\rho_0 \div 3\%; \delta f, \delta q \div 5\%; \delta l_g, \delta\alpha \div 7\%.$$

Однако указанные пределы могут быть значительно расширены без снижения точности расчетов. Замечено, что изменения ρ_m и v_g близки к линейному характеру в зависимости от изменения ω, w_0, q до 40%. Следовательно,

$$v_g = K\omega + b$$

и

$$\frac{\delta v_g}{\delta\omega} = K = \frac{\partial v_g}{\partial\omega}.$$

Но

$$l_\omega = \frac{\omega}{v_g} \cdot \frac{\partial v_g}{\partial\omega},$$

поэтому

$$\delta v_g = \frac{\partial v_g}{\partial \omega} \cdot \delta\omega = l_\omega \frac{v_g}{\omega}\, \delta\omega .$$

Здесь $\delta\omega$ представляет изменение ω, превышающее 3%. Аналогичные зависимости получаются и относительно других параметров.

Рассмотрим пример на введение поправок к p_m и v_g при следующих исходных данных:

$W_0 = 12{,}1$ дм^3; $l_g = 35{,}43$ дм; $s = 1{,}875$ дм^2;
$\Delta = 0{,}66$ кг/дм^3; $\lambda_g = 5{,}5$; $Q_w = 345 \cdot 10^4$ Дж/кг;
$\omega = 8$ кг; $\frac{\omega}{q} = 0{,}18$; $q = 43{,}56$ кг;
$p_{m\,кр} = 245{,}5$ МПа; $v_g = 643$ м/с.

Положим $a = 1{,}05$.

Тогда $\omega / aq = 0{,}171$; $K_q = 1{,}285$; $K_\omega = -0{,}285$;

$$p_m = 1{,}2 \frac{1{,}057}{1{,}085}\ p_{m.кр} = 250 \text{ МПа};$$

$f = 96860$ Дж/кг; $\alpha = 0{,}971$ дм^3/кг; $\bar{x}_m = 0{,}0895 \simeq 0{,}09$.

По таблице $\bar{x}_m, B, \Delta$ определяем $B = 1{,}843$.

1. Изменение массы заряда по таблицам m_ω, l_ω определяем:

$m_{\omega T} = 2{,}84$; $m_{qT} = 0{,}93$; $l_{\omega T} = 1{,}07$; $|l_{qT}| = 0{,}13$;
$m_\omega = 2{,}84 - 0{,}285 \cdot 0{,}93 = 2{,}53$;
$l_\omega = 1{,}06 - 0{,}285 \cdot 0{,}13 = 1{,}03$;
$m_q = 1{,}285 \cdot 0{,}93 = 1{,}195$; $|l_q| = 0{,}167$;

$$\delta v_g = 1{,}03 \frac{643}{8} \cdot \delta\omega = 84{,}4\, \delta\omega;$$

$$\delta p_m = p_m m_q \frac{\delta q}{q} = \frac{250}{43{,}6} \cdot 1{,}195\, \delta q = 6{,}8\, \delta q;$$

$$\delta v_g = -\frac{643}{43{,}6} \cdot 0{,}167\, \delta q = -2{,}46\, \delta q.$$

При изменении q на 1% $\delta p_m = 3$ МПа; $\delta v_g = -1{,}06$ м/с.

2. Изменение каморы. По таблицам находим

$m_{W_0 T} = -1{,}47$; $l_{W_0 T} = -0{,}43$;

$$\delta p_m = 250 \frac{1{,}47}{12{,}1} \cdot \delta W_0 = -2{,}29.$$

При изменении W_0 на I% $\delta p_m = -3{,}7$ МПа;

$\delta v_g = -2{,}8$ м/с.

3. Изменение свода зерна. По таблицам определяем

$|m_{J_{KT}}| = 2{,}I8$; $|l_{qT}| = 0{,}42$.

Полагая $u_1 = const$,

$$\frac{\delta J_K}{J_K} = \frac{\delta(2e_1)}{2e_1}.$$

Для сохранения $p_m = const$ при изменении J_K необходимо, чтобы

$$\delta p_m = \frac{\partial p_m}{\partial \omega}\delta\omega + \frac{\partial p_m}{\partial J_K}\delta J_K = m_\omega \frac{\delta\omega}{\omega} + m_{J_K}\frac{\delta J_K}{J_K} = 0,$$

т.е.

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{|m_{J_K}|}{m_\omega}\cdot\frac{\delta J_K}{J_K},$$

тогда

$$\delta v_g = v_g\left(l_\omega \frac{|m_{J_K}|}{m_\omega} + l_{J_K}\right)\frac{\delta J_K}{J_K}.$$

Следовательно:

$$\delta v_g = 643\ (I{,}03\ \frac{2{,}I8}{2{,}53} - 0{,}72)\cdot\frac{\delta J_K}{J_K} = I07\frac{\delta J_K}{J_K}.$$

При изменении J_K на I%

$\delta v_g = I$ м/с; $\delta\omega/\omega = 0{,}86\%$.

При изменении v_g на I%

$$\delta J_K / J_K = I / (I{,}03\ \frac{2{,}I8}{2{,}53} - 0{,}72) = 2{,}5\%;$$

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{2{,}I8}{2{,}53}\cdot 2{,}5 = 2{,}I5\%,$$

т.е. $\omega = 8 + 0{,}I72 = 8{,}I72$ кг ($\Delta = 0{,}67$ кг/дм^3).
Увеличение v_g на 2% привело бы к увеличению J на 5%, ω на 4%. Необходимо было бы повысить до $\Delta = 0{,}69$ кг/дм^3.

---

3. ТЕОРИЯ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ

Проектирование ствольного комплекса условно можно разделить на три этапа:

I. Разработка принципиальной схемы комплекса и его узлов. Этот этап относится к области изобретательства.

2. Проведение необходимых расчетов и определение размеров, массы и стоимости. Этот этап относится к области инженерного анализа.

3. Принятие решения, т.е. выбор оптимальной схемы конструкции и размеров.

Задача баллистического проектирования относится к этому этапу и составляет одну из наиболее важных задач внутренней баллистики.

Исходными данными для проектирования ствольного комплекса являются некоторые общие данные относительно цели поражения. Эти данные позволяют выбрать группу вариантов. Выбор конкретного варианта базируется на использовании какого-то критерия (например, затраты на поражение цели). Выбранное решение будет содержать несколько значений c_q в зависимости от задач, решаемых комплексом (бронебойный, фугасный, кумулятивный и др.).

Баллистическое же проектирование ствола выполняется для одного c_q , для которого получается наиболее напряженная баллистика.

Наибольшее давление выбирается наименьшим из возможных значений в соответствии с типом проектируемой системы (пушки, гаубицы, минометы, ДРС и др.). В выбранное значение ρ_m может быть введена поправка, если окончательный вариант не удовлетворяет требованиям, предъявляемым к системе. Величины s и χ выбирают такими же, как и в системе, наиболее близкой по своим характеристикам к проектируемой.

При выборе физико-химических характеристик и формы пороховых зерен ограничений не имеется, так как расчет будет проводиться на ЭВМ. Однако при баллистическом проектировании вначале ориентируются на наиболее распространенные характеристики для трубчатого или ленточного пороха (табл.ГАУ). Затем, используя поправочные формулы, пересчитывают решение для пороха, который предполагают использовать.

Задача баллистического проектирования ствола формулируется следующим образом:
для заданных

$$d, s, q, \rho_m, v_q, \gamma, f, \alpha, \delta, \theta, \varkappa, \varkappa\lambda, \rho_0$$

определить

$$w_0, \omega, J_k, l_g,$$

удовлетворяющие техническому заданию на проектирование артиллерийской системы. Для определения четырех неизвестных имеется лишь два уравнения ($\rho_m = const$; $v_g = const$). Поэтому выбор решения зависит не только от характера технического задания, но и от опытности конструктора.

Решение должно обеспечивать:

I. Полноту сгорания заряда в канале ствола при наименьшей температуре заряда.

2. Постоянство баллистических характеристик системы в заданном диапазоне температур заряда.

3. Получение наибольшей живучести канала.

4. Получение малодымного выстрела.

5. Получение беспламенного выстрела и обязательное отсутствие обратного пламени.

6. Массовость производства и дешевизну заряда.

7. Вместимость заряда в гильзу или камору орудия.

8. Обоснованное расположение пороховых элементов.

9. Обоснованные природу, массу и место расположения дополнительного воспламенителя.

IO. Обоснованное применение дополнительных элементов (флегматизатора, размеднителя, пламегасителя).

Баллистическое решение может считаться рациональным, если оно обеспечивает:

I. Получение требуемой начальной скорости снаряда при допустимом давлении пороховых газов, при возможно меньшей массе заряда и возможно меньшей вместимости каморы.

2. Получение наименьшего рассеивания начальных скоростей снарядов.

3. Получение наименьшей зависимости баллистических характеристик от температуры заряда.

4. Отсутствие анормальных давлений при высших и низших температурах заряда.

5. Отсутствие дыма, обратного и для некоторых систем дульного пламени при выстреле.

6. Получение требуемой живучести ствола для пушек высокой мощности.

7. Удобство сборки заряда и простоту обращения при боевом использовании.

Рассмотрим три задачи при заданных параметрах:

$$f, \alpha, \sigma, \theta, \varkappa, \varkappa\lambda, \rho_0, J, \rho_m, W_{KH}.$$

I. О наименьшей массе заряда.

2. О наименьшей вместимости каморы.

3. О наименьшей вместимости канала.

Будем считать заданной не v_g, а полную работу газа $\varepsilon_g = \varphi q v_g^2/2$. Позднее выясним влияние изменения φ.

3.1. ЗАДАЧА О НАИМЕНЬШЕЙ МАССЕ ЗАРЯДА

Запишем формулу (2.II) в виде

$$\left(\frac{W_{KH}}{\omega} - \alpha\right)(1 - r_g)^{\frac{1}{\theta}} = K(B, \Delta); \qquad (3.1)$$

$$K(B, \Delta) = \left(\frac{\lambda_K + 1}{\Delta} - \alpha\right)(1 - r_K)^{\frac{1}{\theta}}.$$

Кроме этих зависимостей

$$\rho_m = \rho_m(B, \Delta) = const. \qquad (3.2)$$

Исключив из уравнений (3.1) и (3.2) параметр Δ, получим зависимость ω от B.

Прологарифмировав уравнение (3.I) и дифференцируя по B, получим

$$\left(\frac{-\frac{W_{KH}}{\omega}}{\frac{W_{KH}}{\omega} - \alpha} + \frac{1}{\theta} \cdot \frac{r_g}{1 - r_g} \right) \frac{d\omega}{\omega dB} = \frac{d \ln K(B, \Delta)}{dB} .$$

Полагая $d\omega / dB = 0$, получим

$$\frac{d \ln K}{dB} = 0. \qquad (3.3)$$

Из уравнения (3.3) определим B_H, которое не зависит от W_{KH} и r_g, а зависит лишь от f, α, δ, θ, $\varkappa$, $\varkappa\lambda$, ρ_0, ρ_m.

Если использовать упрощенные зависимости, то из уравнения (3.3) получим

$$B = B_H = \frac{2}{1 + \theta} .$$

Будем называть B_H и Δ_H наивыгоднейшими параметрами заряжания. Из табл.2.I и 2.2 следует, что B_H слабо зависит от ρ_m и $\varkappa$.

Так как в случае упрощенных зависимостей

$$\frac{d \ln k}{dB} = \left(B - \frac{2}{1 + \theta} \right) \cdot \frac{1 + \theta}{B(2 - \theta B)} ,$$

то при $B < \frac{2}{1+\theta}$ $\quad \frac{d \ln k}{dB} < 0$, $\qquad B > \frac{2}{1+\theta}$ $\quad \frac{d \ln k}{dB} > 0$.

Следовательно, K убывает с возрастанием B, проходит через минимум при $B = B_H$, а затем возрастает.

Задача о наименьшей массе заряда равнозначна задаче о наибольшей скорости снаряда при $\omega = const$.

Решим задачу об определении $v_{g\,max}$ при следующих исходных данных:

ρ_m = 351,4 МПа; W_{KH} = 1,275 дм^3; q = 0,39 кг;
a = I,08; b = I/3; f = 986I0 Дж/кг;
$\varkappa$ = 0,847; $\varkappa\lambda$ = 0,I53; ρ_0 = 30 МПа;
s = 0,074 дм^2; ω = 0,II9 кг.

Результаты расчета приведены в табл.3.I.

Таблица 3.I

Значения баллистических характеристик при заданной массе заряда

β	Δ	K	$r\Delta$	r_g	W_0	l_g	v_g	J_K	l_K/l_g
I,747	0,78	I,I36	0,32	0,409	0,I53	I5,I6	9I0,9	4I9	0,286
I,783	0,79	I,I32	0,324	0,4I0	0,I5I	I5,2	9II,7	424	0,294
I,80I	0,795	I,I3	0,326	0,4I0	0,I50	I5,2I	9II,8	426	0,297
I,82	0,8	I,I3I	0,328	0,4I0	0,I49	I5,22	9II,7	428	0,302
I,942	0,83	I,I36	0,339	0,409	0,I43	I5,29	9II,0	442	0,333
I,987	0,84	I,I43	0,343	0,408	0,I42	I5,3I	9I0,0	447	0,345
2,074	0,86	I,I52	0,350	0,407	0,I38	I5,36	908,7	457	0,37I
2,I69	0,88	I,I7I	0,356	0,405	0,I35	I5,4	906,0	467	0,403
2,3II	0,908	I,2I2	0,363	0,400	0,I3I	I5,46	900,0	482	0,465
2,372	0,92	I,234	0,365	0,397	0,I29	I5,48	987,0	489	0,495

Из приведенных данных следует, что

$$\beta_H = I.80I; \quad \Delta_H = 0,795; \quad K_{min} = I,I3.$$

При изменении Δ в пределах 0,78 - 0,83 v_g изменяется на 0,I%; J_K изменяется на 5%; W_0 изменяется на 6,5%. Следовательно, в области Δ_H решение для $v_{g\,max}$ обладает наименьшей чувствительностью к изменению условий заряжания. Допустив расхождение скоростей до 0,5% (Δ = 0,78 - 0,88), получим изменение J_K на I2%, тогда свод зерна можно задавать в пределах 0,57 - 0,63 мм. При Δ = 0,795 кг/дм^3 будем уменьшать ω до получения v_g = =900 м/с. Получим ω = 0,II36 кг; W_0 = 0,426 дм^3; l_g = I5,32 дм.

3.2. ЗАДАЧА О НАИМЕНЬШЕЙ ВМЕСТИМОСТИ КАМОРЫ

Заменив в выражении (3.I) $\omega = W_0 \cdot \Delta$, получим уравнение, в котором W_0 будет зависеть лишь от β . Логарифмируя, а затем дифференцируя это уравнение по β и полагая

$$\frac{dW_0}{d\beta} = 0,$$

получим

$$\left(\frac{-\frac{W_{KH}}{\omega}}{\frac{W_{KH}}{\omega} - \alpha} + \frac{1}{\theta} \cdot \frac{r_g}{1-r_g} \right) \frac{d\Delta}{\Delta\, d\theta} = \frac{d \ln K}{d\theta} . \qquad (3.4)$$

Отношение $\frac{d\Delta}{d\theta}$ должно определяться из условия $\rho_m = const$. Уравнения (3.I) и (3.4) позволяют определить θ, обеспечивающее решение для $W_{0\,min}$.

В данной задаче θ, а следовательно, и Δ будут зависеть от W_{KH} (или λ_g) и ε_g (или $r\Delta$). Задача о наименьшей вместимости каморы равнозначна задаче о наибольшем значении ε_g (или $r\Delta$) при $W_0 = const$ (или $\lambda_g = const$).

В табл.2.2 приведены значения $\Delta, \theta, \lambda_g, l_K/l_g$ для заданных ρ_m, при которых $(r\Delta)_{max}$. Решим задачу об определении $(r\Delta)_{max}$ при исходных данных предыдущей задачи, только вместо ω зададим W_0 = 0,I3I дм^3. Иначе говоря, при λ_g = 8,72. Результаты расчета приведены в табл.3.2.

Таблица 3.2

Значения баллистических характеристик при заданном W_0

θ	Δ	$r\Delta$	r	ω	v_g	J_K	l_K/l_g	K
I,802	0,795	0,343	0,43I	0,I04	880	396	0,256	I,I3
I,858	0,809	0,348	0,430	0,I06	885	406	0,27	I,II8
I,983	0,840	0,354	0,42I	0,II0	892	428	0,3I4	I,I38
2,I63	0,878	0,360	0,4I0	0,II5	898	458	0,39	I,I73
2,273	0,909	0,362	0,402	0,II8	900	476	0,443	I,20
2,3II	0,9I6	0,363	0,400	0,II9	900,4	482	0,465	I,2I
2,356	0,9I6	0,362	0,396	0,I20	899,4	489	0,492	I,23
2,524	0,947	0,362	0,383	0,I24	898	5I6	0,607	I,29

Из приведенных данных следует, что $(r\Delta)_{max}$ = 0,363; в области этого же значения (Δ = 0,878 – 0,947) наблюдается наименьшая чувствительность баллистических характеристик к изме-

нению условий заряжания (ω, $J_к$). Сравним решения для ω_{min} и W_{0min} при v_g = 900 м/с, $W_{кн}$ = 1,275 дм^3. Результаты решения приведены в табл.3.3.

Таблица 3.3

Баллистические характеристики при заданной дульной скорости

Условие	ω, кг	W_0, дм^3	Δ, $\frac{кг}{дм^2}$	l_g, дм	$l_к/l_g$
ω_{min}	0,1136	0,1426	0,795	15,32	0,3
$W_{0\,min}$	0,1119	0,1361	0,909	15,5	0,47

Таблица 3.4

Баллистические характеристики при ω = 5,4 кг

B	$\lambda_к \cdot 10^2$	$\Delta \cdot 10^2$ кг/дм^3	$K \cdot 10^2$	$v_g \cdot 10$, м/с	$W_0 \cdot 10^2$, дм^3	$\lambda_g \cdot 10^2$	$L \cdot 10^2$	$J_к$	$l_к/l_g$	$r_g \cdot 10^2$
1,68	1902	659	1434	8950	820	469	539	1532	0,41	284
1,72	1988	668	1429	8958	808	478	539	1550	0,42	285
1,76	2079	677	1425	8964	798	485	539	1568	0,43	286
1,8	2173	686	1422	8968	787	493	541	1585	0,44	286
1,84	2271	694	1420	8971	778	500	541	1603	0,45	286
1,88	2374	703	1419	8973	768	507	541	1620	0,47	286
1,9	2424	705	1419	8973	766	509	541	1629	0,48	286
1,92	2481	711	1419	8972	759	514	541	1637	0,48	286
1,96	2592	719	1421	8971	751	522	542	1654	0,5	286
2,0	2709	727	1423	8967	742	528	542	1671	0,51	286
2,04	2831	735	1426	8968	734	535	542	1688	0,53	285
2,08	2959	743	1429	8957	727	542	542	1704	0,55	285
2,12	3092	751	1434	8949	719	549	543	1721	0,56	284
2,16	3232	758	1439	-	-	-	-	-	-	-
2,20	3378	765	1446	-	-	-	-	-	-	-
2,24	3532	773	1453	-	-	-	-	-	-	-

Таблица 3.5

Баллистические характеристики при $W_0 = 7,8$ дм^3

B	$\lambda_к \cdot 10^2$	$\Delta \cdot 10^2$, кг/дм^3	$K \cdot 10^2$	$\omega \cdot 10^2$, кг	$v_g \cdot 10$, м/с	$J_к$	$r\Delta \cdot 10^2$	$r_g \cdot 10^2$	$l_к/l_g$
I,68	I902	659	I434	5I4	8878	I49I	I93	293	0,38
I,72	I988	668	I429	52I	8907	I520	I94	29I	0,40
I,76	2079	677	I425	528	8933	I548	I96	289	0,42
I,8	2I73	686	I422	535	8958	I577	I97	287	0,43
I,84	227I	694	I420	542	8979	I606	I98	285	0,45
I,88	2374	703	I4I9	548	8998	I633	I99	284	0,47
I,9	2424	705	I4I9	550	9002	I645	200	283	0,48
I,92	248I	7II	I4I9	555	90I6	I654	200	282	0,50
I,96	2592	7I9	I42I	56I	9030	I672	20I	280	0,52
2,0	2709	727	I423	567	9042	I700	202	278	0,54
2,04	283I	735	I426	573	9050	I727	203	276	0,57
2,08	2959	743	I429	580	9059	I756	203	274	0,59
2,I2	3092	75I	I434	585	9063	I798	204	27I	0,62
2,I6	3232	758	I439	59I	9066	I826	204	269	0,65
2,20	3378	765	I446	597	9068	I853	204	267	0,68
2,24	3532	773	I453	603	9069	I880	204	265	0,7I

При выборе решения следует отдать предпочтение варианту ω_{min}, так как в такой системе следует ожидать более однообразного воспламенения и меньшего r_{v_i} по сравнению с вариантом $W_{0\,min}$.

Решим задачу об определении $v_{g\,max}$ при следующих исходных данных для системы БС-3:

p_m = 294 МПа; $W_{кн}$ = 46,7 дм^3; q = I5,6 кг;
a = I,03; b = I/3; f = 93200 Дж/кг;
α = I дм^3/кг; σ = 1,6 кг/дм^3; θ = 0,2;
p_0 = 29,4 МПа; $\varkappa$ = I; $\varkappa\lambda$ = 0; s = 0,8I8 дм^2; γ = I,47.

Результаты расчетов приведены в табл. 3.4 и 3.5.

Из данных табл.3.4 следует, что $v_{g\,max}$ достигается при B = 1,9 и Δ = 0,705 кг/дм^3, при этом наименьшая чувствительность v_g достигается при этих значениях параметров; при изменении Δ в пределах 0,686 - 0,727 v_g изменяются на 0,5 м/с; $J_к$

изменяется на 5,2% (I,95 мм $< 2e_1 <$ 2,05 мм). Из данных табл.3.5 следует, что $v_{g\,max}$ достигается при $\Delta \sim 0{,}773$. При изменении же Δ в пределах 0,686 - 0,727 v_g изменяется на 8,4 м/с ($\sim$ I%), J_K изменяется на 7,5%. Различие в L_{KH}/d несущественное. Если в табл.3.5 ограничиться различием в скоростях в 0,5 м/с (Δ = 0,703 - 0,705), то различие в J_K будет 0,7%. Технологический же разброс импульсов составляет не менее 5%. Таким образом, решение, в котором определяется $W_{0\,min}$ при приемлемых Δ, не будет обеспечивать требований по r_V и наименьшее рассеивание скоростей будет достигаться лишь при наивыгоднейших параметрах заряжания (B_H, Δ_H).

3.3. ЗАДАЧА О НАИМЕНЬШЕЙ ВМЕСТИМОСТИ КАНАЛА

Полагая в уравнении (3.4) $d\ln k / dB = 0$, получим

$$\frac{-\left(\frac{\lambda_g+1}{\Delta}\right)_H}{\left(\frac{\lambda_g+1}{\Delta}\right)_H - \alpha} + \frac{1}{\theta}\cdot\frac{r_{gH}}{1-r_{gH}} = 0. \qquad (3.5)$$

Уравнения (3.I), (3.3), (3.5) совместно с $\rho_m = const$ определяют единственное решение для параметров

$$\Delta_H,\ B_H,\ \lambda_{gH},\ r_{gH},$$

при которых обеспечивается ω_{min} и $W_{0\,min}$.

Решение для $W_{0\,min}$ (или $(r\Delta)_{max}$) получается на огибающей семейства $r\Delta(\lambda+1)$ (см.рис.2.3). Решение же для ω_{min} получается на кривой семейства, определенной параметрами Δ_H и B_H, независимо от λ_g. В точке H решения для ω_{min} и W_{0min} получаются при общем значении $\lambda_g = \lambda_{gH}$.

Из данных табл.2.I следует, что в таком решении камора составляет 25-30% от вместимости канала, конец горения находится вблизи дульного среза, а r_g малое. Поэтому решение ω_H, W_{0H} практически неприемлемо. Равнозначной рассмотренной задаче является задача об определении $W_{KH\,min}$ при заданных ρ_m и ε_g. Из уравнения (3.I) следует, что W_{KH} (или ε_g) зависит от ω и B, поэтому необходимо, чтобы

$$\frac{\partial W_{KH}}{\partial B}\left(\text{или } \frac{\partial \varepsilon_g}{\partial B}\right) = 0;\quad \frac{\partial W_{KH}}{\partial \omega}\left(\text{или } \frac{d\,\varepsilon_g}{\partial \omega}\right) = 0.$$

Первое условие приводит к уравнению (3.3), а второе условие - к уравнению (3.5). Следовательно, в точке H обеспечивается и условие $W_{кн\,min}$ (или $\varepsilon_{g\,max}$).

3.4. ВЛИЯНИЕ ω/q НА НАИВЫГОДНЕЙШИЕ УСЛОВИЯ ЗАРЯЖАНИЯ

Будем решать задачу об определении $E_{g\,max}$, где

$$E_g = \frac{q v_g^2}{2}.$$

Тогда

$$\frac{\partial \varepsilon_g}{\partial B} = \varphi \frac{\partial E_g}{\partial B}; \quad \frac{\partial \varepsilon_g}{\partial \omega} = \varphi \frac{\partial E_g}{\partial \omega} + E_g \frac{\partial \varphi}{\partial \omega}.$$

Из этих соотношений следует, что ε_g и E_g достигают наибольших значений при $B = B_H$, но при разных ω. Действительно, из второго соотношения следует, что при

$$\frac{\partial E_g}{\partial \omega} = 0; \quad \frac{\partial \varepsilon_g}{\partial \omega} > 0.$$

Следовательно, когда E_g достигает наибольшего значения E_{g0} при ω_0 ε_g еще продолжает возрастать.

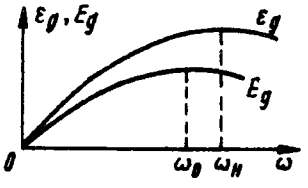


Рис.3.1. Зависимость работы газов и дульной энергии снаряда от массы заряда

Когда $\partial \varepsilon_g / \partial \omega = 0$ $\partial E_g / \partial \omega < 0$, то при достижении ε_g наибольшего значения ε_{gH} при ω_H E_g убывает. Следовательно, $\omega_0 < \omega_H$ и $v_{g0} > v_{gH}$. Зависимости ε_g и E_g от ω приведены на рис.3.1. В практических расчетах влияние ω всегда учитывается.

3.5. ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ПОРОХОВОГО ЗЕРНА

Определим теперь параметры Δ_H и B_H в случае произвольной формы зерна ($\varkappa + \varkappa\lambda = 1$), используя упрощенное решение:

$$\lambda_K + 1 - \alpha\Delta = (1 - \alpha\Delta)\left(1 - \frac{B_1}{\varkappa}\right)^{-n},$$

где

$$n = B/B_1.$$

Тогда

$$K(B,\Delta)=\left(1-\frac{\theta}{2}B\right)^{\frac{1}{\theta}}\left(\frac{1}{\Delta}-\alpha\right)\left(1-\frac{B_1}{\varkappa}\right)^{-n}.$$

Дифференцируя это выражение по B , получим

$$\frac{d\ln K}{dB}=\frac{d\ln\left(\frac{1}{\Delta}-\alpha\right)}{dB}-n\frac{d\ln\left(1-\frac{B_1}{\varkappa}\right)}{dB}-\ln\left(1-\frac{B_1}{\varkappa}\right)\frac{dn}{dB}+\frac{1}{\theta}\frac{d\ln\left(1-\frac{\theta}{2}B\right)}{dB}.$$

Так как $\rho_m=const$; $\varkappa=const$, то из выражения (2.I4) получим

$$\frac{d\ln\left(\frac{1}{\Delta}-\alpha\right)}{dB}=\frac{d\ln n}{dB}+(1+n)\frac{d\ln(1+n)}{dB}+\ln(1+n)\frac{dn}{dB}-$$

$$-(2+n)\frac{d\ln(2+n)}{dB}+\ln(2+n)\frac{dn}{dB}-\frac{d\ln B}{dB}$$

или

$$\frac{d\ln\left(\frac{1}{\Delta}-\alpha\right)}{dB}=-\frac{\theta}{2B_1}-\frac{\varkappa\lambda}{B_1^2}\ln\frac{1+n}{2+n}\ .$$

Тогда

$$\frac{d\ln K}{dB}=-\frac{\theta}{2B_1}-\frac{\varkappa\lambda}{B_1^2}\ln\frac{1+n}{2+n}+\frac{\theta n}{2-\theta B}+\frac{\varkappa\lambda}{B_1^2}\ln\left(1-\frac{B_1}{\varkappa}\right)-\frac{1}{2-\theta B}\cdot(3.6)$$

Приравняв выражение (3.6) нулю, получим

$$\frac{1+\theta}{2}B_H-1=\frac{\varkappa\lambda}{\theta}\cdot\left\{1+\frac{2-\theta B_H}{B_{1H}}\ln\left[\left(1-\frac{B_H}{\varkappa}\right)\frac{2+n_H}{1+n_H}\right]\right\}.$$

Обозначим

$$f(\varkappa,B_H)=1+\frac{2-\theta B_H}{B_{1H}}\ln\left[\left(1-\frac{B_{1H}}{\varkappa}\right)\frac{2+n_H}{1+n_H}\right].\qquad(3.7)$$

Тогда

$$B_H=\frac{2}{1+\theta}+\frac{2\varkappa\lambda}{\theta(1+\theta)}f(\varkappa,B_H).$$

Для пороха с постоянной поверхностью горения ($\varkappa\lambda=0$) будем иметь

$$B_H=2/(1+\theta).$$

Из уравнения (3.7) получим

$$f(1,B_H)=1-\frac{2}{b}\ln\left(1+\frac{\theta}{2}\right)=\frac{\theta}{4}-\frac{\theta^2}{12}+\ldots>0.$$

Однако, если $f(\varkappa, B_H)=0$, то $B_H = 2/(1+\theta)$, тогда

$$f(\varkappa, B_H) = 1 + n_H \ln\frac{n_H}{1+n_H} = 1 - \ln\left(1+\frac{1}{n_H}\right)^{n_H}$$

или

$$\ln\left(1+\frac{1}{n_H}\right)^{n_H} = 1.$$

Следовательно, $n_H = \infty$ или $B_{1H} = 0$, отсюда

$$\varkappa\lambda = \frac{\theta}{1+\theta}$$

и

$$\varkappa = \frac{1}{1+\theta}.$$

При $\theta = 0{,}2$ $\varkappa\lambda = 0{,}1667$; $\varkappa = 0{,}8333$.

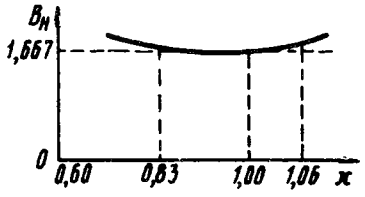


Рис.3.2. Зависимость наивыгоднейшего параметра заряжания от формы порохового зерна

Эти значения $\varkappa$ и $\varkappa\lambda$ близки к характеристикам порохового зерна с семью каналами. Таким образом, при переходе от порохов с постоянной поверхностью горения к порохам прогрессивных форм $f(\varkappa, B_H)$ стремится к нулю. Следовательно, B_H с возрастанием прогрессивности формы сначала убывает, затем возрастает (рис.3.2). Следовательно, в диапазоне, где $\varkappa = 0{,}8333 \div 1$, $B_H < 2/(1+\theta)$, т.е. $f(\varkappa, B_H) < 0$.

3.6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ КАНАЛА

В предыдущих параграфах было показано, что исходными параметрами при баллистическом проектировании могут быть взяты Δ_H и B_H, т.е. соответствующая кривая $r\Delta(\lambda)$. Следовательно, задача состоит в определении λ_g. Если λ_g будет определена, тогда при заданных $s, q, v_g, \rho_m, \chi, f, \alpha, \sigma, \theta, \varkappa, \rho_0$ по Δ_H и $(r\Delta)_H$ определится ω. Определению W_0 и W_{KH} при проектировании артиллерийских систем придается весьма большое значение. Н.А.Упорников считал, что от правильного соотношения между W_0 и W_{KH} или, что почти то же, между длиной каморы и длиной всего канала, за-

висит успех орудия. Н.Ф.Дроздов рекомендует при больших давлениях выбирать $W_0/W_{KH} < 0{,}2$, а при малых давлениях меньше 0,I, хотя при этом дульная скорость будет меньше ее наибольшего значения на 0,5%. При таком выборе $l_K/l_g < 0{,}76 \div 0{,}87$. Величину l_K/l_g следует ограничивать и вследствие того, что пороха имеют технологический разброс по сводам зерен как в партии, так и между партиями. И.П.Граве [6] рекомендует учитывать отклонение e_1 от среднего размера свода зерна при условии сгорания толщины $e_1+\varepsilon$ в канале ствола неравенством

$$l_K < l_g - \frac{v_K + v_g}{\rho_K + \rho_g} \cdot J_K \cdot \frac{\varepsilon}{e_1} .$$

Обычно $\varepsilon/e_1 < 0{,}I5$. Однако, если учитывать разброс величины u_1 и неодновременность воспламенения зерен заряда, то можно принять $\varepsilon/e_1 < 0{,}3$. Тогда $v_K/v_g \approx 0{,}7 - 0{,}8$ или $J_K \approx (0{,}7\text{-}0{,}8)\times \frac{\varphi q v_g}{S}$. Следовательно, можно сказать, что данный метод пригоден лишь для ориентировочной оценки исходного варианта решения. Неоднозначность задачи и отсутствие общепринятого критерия выбора решения из большого числа возможных вариантов привели к тому, что появилось много методов баллистического проектирования, а правильнее сказать, много различных подходов к выбору критерия оценки наивыгоднейшего варианта баллистического решения. Наиболее известными являются методы М.Е.Серебрякова, Д.А.Вентцеля, В.Е.Слухоцкого. Однако однозначного приемлемого решения ни один из существующих методов не дает. Окончательный выбор решения должен сделать конструктор. Задача же внутренней баллистики должна состоять в разработке наиболее экономичного метода получения решений, из которых конструктор, сообразуясь с конкретными условиями использования системы, мог бы выбрать наилучший вариант.

На основании предыдущих параграфов можно выбрать $\Delta = \Delta_H$. При выборе Δ следует иметь в виду, что при валовом производстве порохов будут встречаться партии более острых и тупых форм по сравнению с партиями, имеющими средние значения характеристик. На основании статистической обработки многих партий получена зависимость

$$\Delta_{туп} = 1{,}05 \cdot \Delta . \qquad (3.8)$$

Обычно в техническом задании ставится условие, чтобы обеспечивалось полное сгорание заряда в канале из наиболее тупого пороха при $t = -50^{\circ}C$. Поэтому при назначении Δ для средней партии нужно учитывать возможность размещения в каморе заряда из более тупого пороха или исходить из предельной вместимости тупого пороха в каморе и по зависимости (3.8) рассчитать Δ для пороха со средними значениями характеристик. В таком случае будет $\Delta < \Delta_н$, если $\Delta_н$ близка к предельной. Для выбранного Δ рассчитывается $L_{кн}/d$ от W_0, а затем строится график $L_{кн}/d$, W_0, на котором в расчетных точках отмечаются значения λ_g и $l_к/l_g$. Расчет производится по зависимостям:

$$r_g = \left(\frac{1}{W_0} + \frac{b}{a}\cdot\frac{\Delta}{q}\right)\frac{aqBv_g^2}{2f\Delta};$$

$$\lambda_g = \frac{k(\Delta, \rho_m)\Delta}{(1-r_g)^{\frac{1}{\theta}}} - 1 + \alpha\Delta;$$

$$\frac{L_{кн}}{d} = \frac{W_0}{s\cdot d}\left(\lambda_g + \frac{1}{\chi}\right). \qquad (3.9)$$

Параметры $K(\Delta, \rho_m)$ и $\lambda_к$ определяются из соответствующих таблиц. Если таких не имеется, то K и $\lambda_к$ рассчитываются с использованием решения обратной задачи для заданных Δ и ρ_m. Затем рассчитывается $L_{кн}/d$ при наиболее низкой температуре заряда, например при $t = -50^{\circ}C$.

Для решения задачи при $t = -50^{\circ}C$ используем следующие зависимости:

$$f_t = f_{15}\,(1 + 0{,}00045\,(t-15)); \qquad (3.10)$$

$$J_{k_t} = J_{k_{15}}\,(1 - 0{,}0018\,(t-15)). \qquad (3.11)$$

Тогда

$$B_t = B\left(\frac{J_{kt}}{J_{k_{15}}}\right)^2 \cdot \frac{f_{15}}{f_t}.$$

По значениям B_t и $\Delta_н$ по таблицам или решением прямой задачи определяем ρ_{mt} и $\lambda_{кt}$. Затем, полагая $\lambda_{кt} = \lambda_g$ и используя формулу (3.9) для двух значений W_0, определим два значения $L_{кн}/d$ (рис.3.3). Соединяя эти точки прямой, определим точку пересе-

чения прямой с кривой $L_{кн}/d$. Отметим на графике $L_{кн}/d$ эту точку. Значение $L_{кнt}$ и соответствующее ему значение W_0 будет верхней границей решения. Другие возможные решения будут иметь большее значение $L_{кн}/d$ и меньшее W_0 . Установить нижнюю границу решения по W_0 можно следующим образом. Выше упоминалось, что при заполнении каморы порохом оставляется 5% вместимости на тот случай, если по каким-либо причинам будет выпущена партия более тупого пороха. Понятно, что при существующей технологии это возможно, но имея в виду, что мелкие партии смешиваются, вероятность того, что заряд получается только из пороха с более толстым сводом, очень мала. Однако полагая

$$\Delta_{туп} = 1,05 \cdot \Delta_н; \quad \rho_т = const,$$ определим $B_{туп}$,

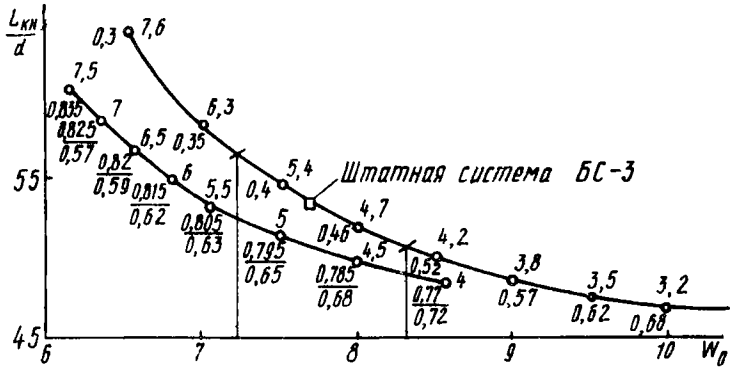


Рис.3.3.Зависимость длины канала от объема каморы и область решений для системы БС-3

используя выражения (3.10) и (3.11), определим $B_{tтуп}$, по его значению определим (по таблицам или расчетам) $\lambda_{кt}$, принимая которое за нижнюю границу λ_g , вычислим два значения $L_{кн}/d$ для двух произвольных W_0. Прямая, соединяющая эти две точки, пересечет основную кривую в точке с нижним значением W_0 и верхним значением $L_{кн}/d$. Характер изменения $L_{кн}/d$ (W_0) установим следующим образом. При заданных $\rho_т, v_g, \Delta_н, k(B,\Delta)$ r_g зависит только от ω . Из зависимости (3.1) следует, что характер изменения $L_{кн}/d(W_0)$ такой же, как и $k(B,\Delta)$, при этом r_g (или в нашем случае ω) будет параметром. Задавая $\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$, можно построить семейство кривых $W_{кн}/\omega$; каждая из кривых

W_{KH}/ω имеет наименьшее значение при $B = B_H$, т.е. все наименьшие значения лежат на вертикали $B = B_H$. Так как $W_0 = \omega/\Delta_H$, то характер изменения $\angle_{KH}/d$ от W_0 будет таким же, как и характер изменения W_{KH} от ω (при $\chi = 1$). Из выражения (3.1) следует, что с возрастанием ω (r_g убывает) W_{KH}/ω убывает. Так как

$$\frac{dr_g}{d\omega} = -\frac{r_g}{\omega}$$

и

$$\frac{d}{d\omega}\left(\frac{W_{KH}}{\omega}\right) = \left(\frac{W_{KH}}{\omega} - \alpha\right)\left(\frac{1}{B(1-r_g)}\frac{dr_g}{d\omega}\right),$$

то W_{KH}/ω убывает интенсивнее, нежели убывает $dr_g/d\omega$. Следовательно, с возрастанием ω W_{KH} и λ_g убывают, так как $W_{KH}/\omega = (\lambda_g + 1)/\Delta_H$, а $l_K/l_g = \lambda_K/\lambda_g$ возрастает, так как $\lambda_K = const$. Так как

$$\frac{d}{d\omega}\left(\frac{W_{KH}}{\omega}\right) = \frac{1}{\omega}\frac{dW_{KH}}{d\omega} - \frac{W_{KH}}{\omega},$$

то

$$\frac{d}{d\omega}W_{KH} = \frac{W_{KH}}{\omega} - \left(\frac{W_{KH}}{\omega} - \alpha\right)\frac{r_g}{B(1-r_g)}$$

или

$$\frac{dW_{KH}}{d\omega} = \left(\frac{\lambda_g + 1}{\Delta_H} - \alpha\right)\left[\frac{\frac{\lambda_g+1}{\Delta_H}}{\frac{\lambda_g+1}{\Delta_H} - \alpha} - \frac{r_g}{B(1-r_g)}\right] = \Delta_H\frac{dW_{KH}}{dW_0}. \quad (3.12)$$

Когда в соотношении (3.12) выражение в квадратных скобках обращается при $\omega = \omega_H$ в нуль, W_{KH} становится наименьшим (в этой точке получим параметры орудия наибольшей мощности W_{0H}, λ_{gH}, r_{gH}, Δ_H). При возрастании ω ($\omega > \omega_H$) W_{KH} будет возрастать, пока l_K/l_g не достигнет значения, равного единице. При уменьшении ω (W_0 уменьшается) W_{KH} также будет возрастать, а l_K/l_g убывать.

Кривая $\angle_{KH}/d$ (W_0) при условии, что для каждого значения W_0 выполняется $(\angle_{KH}/d)_{W_0\,min}$, будет отходить

от точки, соответствующей орудию наибольшей мощности. Чтобы определить ее характер и расположение относительно кривой $(L_{кн}/d)_{\omega min}$, обратимся к рис.2.2. Условие, что в каждом решении будет $W_{0\,min}$, выполняется на огибающей семейства $r\Delta$. Так как $r\Delta$ и Δ возрастают с возрастанием λ_g, то W_0 убывает. Но так как $\Delta_{W_{0min}} > \Delta_н$, то для одинаковых значений W_0 $\left(\frac{L_{кн}}{d}\right)_{W_{0min}} < \left(\frac{L_{кн}}{d}\right)_{\omega_{min}}$, и, следовательно, кривая $(L_{кн}/d)_{W_{0\,min}}$ располагается ниже кривой $(L_{кн}/d)_{\omega\,min}$.

В техническом задании на проектирование артиллерийской системы обычно указывается значение наибольшего среднего давления на дно канала в группе выстрелов, измеренное крешерным прибором при стрельбе зарядами из партии наиболее острого пороха. Среднее же давление в группе выстрелов для порохов средней партии будет меньше давления, выдаваемого в технических условиях на проектирование. Различие между давлениями устанавливается для каждой системы на основе статистической обработки стрельб при приемных испытаниях и составляет так называемый технологический запас по давлению, который в зависимости от системы составляет 4–5% от заданного давления. При баллистических расчетах в формулах фигурирует среднее баллистическое давление. Давление, измеренное медным крешером по статической таражной таблице, будет меньше истинного на 18–20%, поэтому расчетное давление следует уменьшить на это значение. При составлении баллистических таблиц различие между давлениями учитывалось таким образом, чтобы не производить перерасчетов. Например, в таблицах Н.Ф. Дроздова (а также в таблицах ГАУ) вместо истинного значения $\theta = 0{,}25$ принято $\theta = 0{,}2$, а в таблицах приводятся $p_{m.кр}$; в таблицах, составленных по методу Шарбонье–Сюго, принято $\theta = 0{,}25$, но расчетные давления были разделены на 1,12 и в таблицах даны $p_{кн.m.кр}$. Так как расчетные значения p_m и v_g вследствие схематизации процесса выстрела, не учитывающей многие особенности выстрела, будут отличаться от действительных значений p_m и v_g, то производится согласование расчетных значений этих величин с действительно получаемыми на стрельбах путем соответствующего выбора коэффициентов согласования. Параметр p_m согласуется выбором $J_к$, а v_g выбором a в коэффициенте фиктивности. Поэтому при

баллистическом проектировании величина a задается заранее и в этом случае выбирается из согласования для систем, близких к проектируемой. При этом согласование может производиться как по крешерному давлению, так и по истинному, как по среднему, так и по давлению на дно канала.

3.7. ПРИМЕРЫ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО РАСЧЕТА

Пример I. Исходные данные по системе БС-3:

d = I00 мм; q = I5,6 кг; v_g = 897 м/с;
p_m = 326 МПа; χ = I,5; s = 0,8I8 дм^2; f = 94000 Дж/кг;
α = I,035 дм^3/кг; δ = I,6 кг/дм^3; θ = 0,235; $\varkappa$ = I;
$\varkappa\lambda$ = 0; p_0 = 29,4 МПа; Δ = 0,72 кг/дм^3; W_0 = 7,7 дм^3;
l_g = 47,5 дм.

Определение баллистических характеристик:

a = I,077; B = I,778; $l_к/l_g$ = 0,405.

Исходные данные для баллистического проектирования: f, α, δ, θ, $\varkappa$, $\varkappa\lambda$, p_0, χ, v_g, p_m те же, что и для системы БС-3.

Определим наивыгоднейшие параметры заряжания и параметры канала для различных значений W_0 расчетом на ЭВМ или с помощью табл. 3.6 и 3.7:

$\Delta_н$ = 0,74 кг/дм^3; $B_н$ = I,87; κ = I,246; $\lambda_к$ = 2,28.

Результаты расчета приведены в табл.3.8.

Определим $\lambda_к$ и p_m при $t_{зар}$ = -50°С и при $\Delta_{тул}$= I,05$\Delta_н$.

$\Delta_н$ = 0,74; B_{-50} = 2,346; p_{m-50} = 25I,5 МПа; $\lambda_к$ = 4,365.

$\Delta_{тул}$ = 0,777; B_{-50} = 2,577; p_{m-50} = 25I,5 МПа; $\lambda_к$ = 5,76I.

На графике зависимости $L_{кн}/d(W_0)$ (см. рис.3.3) отмечена точка для системы БС-3. Для расчета граничных точек используем зависимость (3.9) в виде

$$W_0 = \frac{L}{d}\frac{sd}{\lambda_к + \frac{1}{\chi}}.$$

Полагая L/d = 50 и 55, получим для $\Delta_н$

$$W_0(50) = 8{,}2\ дм^3 \quad и \quad W_0(55) = 9\ дм^3.$$

Нанесем точки (50; 8,2) и (55; 9) на график и соединим их прямой, которая пересечет кривую $L/d(W_0)$ в точке W_0 = 8,3 дм^3. Это значение будет верхней границей решения W_0.

Таблица 3.6

Значения параметров при нормальных характеристиках порохов и $\varkappa = 1$, $\varkappa\lambda = 0$

Параметр	ρ_m											
	200	220	240	260	280	300	320	340	360	380	400	420
	$\beta = 1{,}9$; $t = 15^{\circ}C$											
$K_{min} \cdot 10^5$	2210	1994	1815	1663	1532	1419	1323	1231	1581	1094	1032	975
$\Delta_н \cdot 10^4$	5480	5830	6170	6490	6790	7050	7290	7230	7770	7980	8070	8340
$\lambda_к \cdot 10^2$	273	268	262	258	248	242	236	230	223	217	211	205
	$\beta = 2{,}386$ $t = -50^{\circ}C$											
	160	174	189	204	219	233	247	-	279	294	301	323
$K_{min} \cdot 10^3$	2830	2587	2376	2191	2028	1895	1778	1667	1560	1470	1433	1334
$\lambda_к \cdot 10^2$	493	488	481	473	463	453	443	433	421	411	406	392
	$\Delta_т = 1{,}05 \cdot \Delta_н$, $t = -50^{\circ}C$											
	160	175	190	205	219	234	218	262	277	291	305	319
$\beta \cdot 10^2$	2,57	2,57	2,57	2,58	260	260	260	262	265	267	261	269
$\lambda_к \cdot 10^2$	615	605	600	593	594	581	568	568	572	568	576	553

Таблица 3.7

Значения параметров при $\mathcal{K} = \frac{\alpha - 1/\sigma}{f} p_m$; $\alpha = 10^{-3}$; $\sigma = 1600$; $\theta = 0{,}23$; $\mathcal{K}_0 = 0{,}012$; $\varkappa = 0{,}8278$; $\varkappa\lambda = 0{,}1722$

Параметр	$\mathcal{K}_m \cdot 10^2$											
	8	9	10	11	11,5	12	12,5	13	13,5	14	15	16
	$B = 1{,}8$ $t = 15^0C$											
$K_{min} \cdot 10^3$	2043	1796	1600	1440	1370	1307	1249	1195	1146	1100	1018	945
$\Delta_H \cdot 10^4$	6120	6628	7056	7445	7622	7790	7949	8098	8241	8376	8626	8956
$\lambda_K \cdot 10^2$	276	269	260	251	246	242	237	233	229	224	216	208
	$B = 2{,}26$ $t = -50^0C$											
$K_{min} \cdot 10^3$	6,25	6,97	7,27	8,37	8,7	9,05	9,4	9,75	10	10,4	11	11,5
	–	–	2198	1999	1916	1835	1761	1693	1631	1574	1454	1333
$\lambda_K \cdot 10^2$	–	–	495	482	475	468	461	454	447	440	421	407
	$\Delta_T = 1{,}05 \cdot \Delta_H$ $t = -50^0C$											
$B \cdot 10^3$	2423	2431	2441	2452	2452	2460	2465	2471	2470	–	–	–
$\lambda_K \cdot 10^2$	638	634	627	618	608	603	599	593	583	–	–	–

Полагая $4d$ = 55 и 60, получим для

$W_0(55) = 7\ дм^3$ $\quad W_0(60) = 7{,}64\ дм.$

Таблица 3.8

Значения параметров баллистического расчета

W_0, $дм^3$	$L_{кн}/d$	$l_к/l_д$	$\lambda_д$
5,9	67,6	0,26	8,74
6,4	60,0	0,32	7,03
6,9	55,0	0,39	5,89
7,4	5I,6	0,45	5,07
7,9	49,2	0,5I	4,46
8,4	47,5	0,57	3,9I

Аналогично предыдущему определим точку пересечения при W_0 = 7,25 $дм^3$. Это значение определит нижнюю границу решений по W_0. Заметим, что эта граница недостижима, так как маловероятно, чтобы заряд мог быть составлен лишь из наиболее толстосводных зерен.

Пример 2. Произвести баллистический расчет I00-мм пушки при следующих исходных данных: s = 0,8I8 $дм^2$; v_0 = 900 м/с; q = I5,6 кг; p_m = 3I4 МПа (3200 $кгс/см^2$); p_0 = 29,4 МПа (300 $кгс/см^2$); χ = I,48.

Будем вести расчет по таблицам ГАУ, для которых $\beta_н$ = I,9I÷I,93.

Для заданного давления по таблицам баллистического расчета (ТБР) определяем $\beta_н$ = I,927; $\Delta_н$ = 0,7I кг/$дм^3$; $\lambda_к$ = 2,35I. Расчеты сведены в табл. 3.9.

Вначале из ТБР заполняются первые две колонки, затем расчет производится вдоль строк. На рис.3.3 построена зависимость $L/d\ (W_0)$, которая будет характеризовать оптимальные решения, удовлетворяющие условию наименьшей массы заряда. Над кривой помечены значения $\lambda_д$, а под кривой $l_к/l_д$.

Определим теперь границы, в которых будет находиться решение для пироксилинового пороха из условия сгорания заряда в

канале ствола до вылета снаряда при наименьшей температуре заряда. Так как

$$k_t = 0{,}0018 \text{ и } \quad k_f = 0{,}00045,$$

то при температуре заряда -50°С будем иметь

$$B^{-50} = 1{,}928\,\frac{(1+0{,}0018\cdot 65)^2}{(1-0{,}00045\cdot 65)} = 1{,}928\;\frac{1{,}25}{0{,}9707} = 2{,}48.$$

Таблица 3.9

Значения параметров баллистического расчета

λ_i	v_T	$\frac{v_T^2}{v_\partial^2} - \frac{1}{3}$	ω_i	W_{0i}	W_{0i}/sd	L/d	$l_к/l_\partial$	$l_\partial = \frac{\lambda_i W_{0i}}{S}$
3	1425	2,173	7,394	10,41	12,73	46,85	0,78	38,2
3,5	1497	2,433	6,604	9,30	11,37	47,53	0,67	39,8
4	1555	2,652	6,059	8,53	10,43	48,82	0,59	41,7
4,5	1603	2,839	5,66	7,97	9,75	50,48	0,52	43,9
5	1644	3,004	5,35	7,53	9,21	52,31	0,47	46,1
5,5	1679	3,148	5,10	7,19	8,79	54,31	0,43	48,3
6	1710	3,277	4,90	6,91	8,44	56,59	0,39	50,7
6,5	1738	3,396	4,73	6,66	8,15	58,49	0,36	52,9
7	1764	3,508	4,58	6,45	7,89	60,56	0,34	55,2
7,5	1787	3,010	4,45	6,27	7,66	62,69	0,31	57,7
8	1808	3,701	4,34	6,12	7,48	64,89	0,29	59,8

При этом значении B^{-50} и $\Delta_H = 0{,}71$ по таблицам "давление" находим

$$\lambda_к^{-50} = 4{,}708 \text{ и } \quad p_m^{-50} = 252 \text{ МПа}.$$

Полагая $L/d = 55$ и 50, получим

$$W_0(55) = L/d\,\frac{s\,d}{\lambda_к + \frac{1}{\chi}} = 55\;\frac{0{,}818}{5{,}388} = 8{,}35 \text{ дм}^3 \text{ и } W_0(50) = 7{,}59 \text{ дм}^3$$

Нанеся полученные точки на график и соединив прямой, получим в точке пересечения с кривой значения

$$W_0^{верх} = 7{,}75 \text{ дм}^3 \text{ и } L/d = 51.$$

Определим теперь по ТБР значение B по

$\Delta_T = 1{,}05 \cdot \Delta_H = 1{,}05 \cdot 0{,}71 = 0{,}7455$ кг/дм^3 и $p_m = 314$ МПа.

Получим

$B = 2{,}121$ и $B^{-50} = 2{,}121 \cdot 1{,}29 = 2{,}73$.

Используя таблицы "давление", определяем

$\lambda_к^{-50} = 6{,}402$ и $p_m^{-50} = 254$ МПа.

Тогда

$$W_0(60) = 60\frac{0{,}818}{7{,}082} = 6{,}43 \text{ дм}^3 \text{ и } W_0(55) = 6{,}35 \text{ дм}^3.$$

В итоге получим

$W_0^{нижн} = 6{,}74$ дм^3 и $L/d = 58$. Часто бывает необходимо иметь еще заряд из нитроглицеринового пороха (НДТ или ДГ), поэтому необходимо для этого определить границы решения. Имея в виду, что характеристики нитроглицериновых порохов отличаются от характеристик пироксилиновых порохов, главным образом значением k_t, то, полагая $k_t = 0{,}0025$, получим

$$B^{-50} = 1{,}928\,\frac{1{,}35}{0{,}9708} = 2{,}68.$$

По этому значению B^{-50} и $\Delta_H = 0{,}71$ кг/дм^3 по таблицам "давление" определяем

$\lambda_к^{-50} = 6{,}179$

и $p_m^{-50} = 233$ МПа.

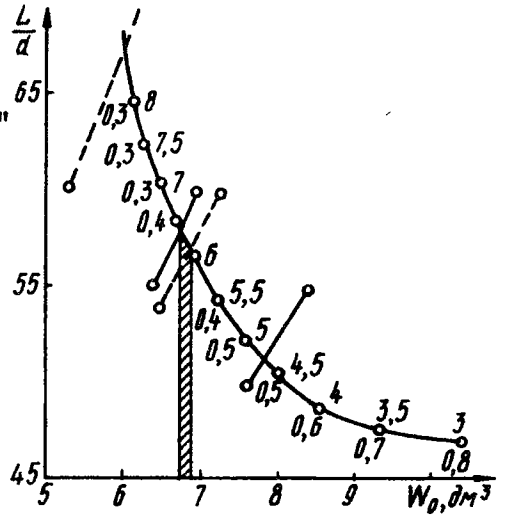


Рис. 3.4. Зависимость относительной длины канала от вместимости каморы для порохов: – – – НДТ и —— пироксилинового

Затем, полагая $L/d = 60$ и 54, получим

$W_0(60) = 7{,}2$ дм^3; $W_0(54) = 6{,}47$ дм^3.

Соединив точки L/d, W_0 прямой, получим в точке пересечения

$W_0^{верхн} = 6{,}85$ дм^3; $L/d = 57$.

Произведем теперь расчет при

$\Delta_T = 0{,}7455$ кг/дм^3 и $p_m = 314$ МПа.

По ТБР находим

$$\beta = 2,118.$$

Определяем

$$B^{-50} = 2,118 \cdot 1,392 = 2,949.$$

По значениям B^{-50} и $\Delta_T = 0,7455$ кг/дм^2 по таблицам "давления" находим

$$\lambda_к^{-50} = 8,534; \quad p_m^{-50} = 233 \text{ МПа}.$$

Затем рассчитываем

$$W_0(60) = 5,32 \text{ дм}^3 \quad \text{и} \quad W_0(55) = 4,88 \text{ дм}^3.$$

Точка пересечения прямой с кривой L/d, W_0 будет при

$$W_0^{нижн} \sim 6 \text{ дм}^3 \text{ и } L/d \sim 67.$$

На рис.3.4 отмечены граничные точки для порохов разных составов и область решений (заштрихованная). Из рисунка следует, что для использования зарядов из порохов различных составов необходимо выбрать длину орудия около 57,5 калибров. Эта длина канала будет находиться между верхней границей по W_0 для зарядов из пороха типа НДТ и нижней границей по W_0 для зарядов из пироксилинового пороха.

---

4. ОСНОВЫ МЕТОДИКИ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

4.1. ЗАКОН РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ

Вследствие разброса физико-химических характеристик между валовыми партиями приходится для каждой партии стрельбой устанавливать массу заряда для его заданной скорости. Ниже приведены массы зарядов из пороха марки I8/I для I00-мм пушки для получения скорости 900 м/с [8].

Партия пороха	ω,кг
4/45Б	5,7
0I/46	5,74
II/466	5,95
I5/47	5,605
47/49Б	5,553

Основной задачей методики является установление такого порядка баллистических испытаний, при котором обеспечивается однообразие скоростей и наибольших давлений. Однако при стрельбе одним и тем же зарядом и снарядом при соблюдении возможно одинаковыми всех условий стрельбы скорости снаряда и набольшего давления получаются разными. Это явление называется рассеиванием измеряемых величин, которое происходит потому, что при повторении испытания невозможно полностью сохранить одинаковыми условия заряжания и условия стрельбы. Поэтому устанавливаются допустимые пределы рассеивания начальных скоростей и наибольших давлений и при приемных испытаниях главное внимание уделяется тому, чтобы наблюдаемое рассеивание не выходило за границы допустимых значений. Из числа валовых партий отби-

рается партия с наименьшим рассеиванием скоростей и наибольшими давлениями и служит эталоном при приемке других партий. Такая партия называется образцовой. Ствол, из которого испытывалась образцовая партия, называется баллистическим. Другие баллистические стволы, служащие для приемных испытаний, аттестуются по образцовому заряду. Результаты измерений обрабатываются по формулам математической статистики.

Погрешности при измерениях являются случайными. Они будут как отрицательными, так и положительными, т.е. измеренная величина может быть как меньше, так и больше истинной. При большом числе измерений отрицательные погрешности будут встречаться так же часто, как и положительные. Плотность распределения погрешностей возрастает с уменьшением их абсолютного значения. Под плотностью мы можем понимать, например, число погрешностей на единице интервала.

Если значения погрешностей обозначить через x, а их плотность через y, то можем написать [17]

$$y = f(x^2).$$

Тогда число случайных погрешностей, находящихся в пределах x, $x + dx$, будет пропорционально общему числу погрешностей n; размеру интервала dx, функции распределения $f(x^2)$. Поэтому число погрешностей dn в интервале dx будет

$$dn = n f(x^2)\, dx$$

и вероятность того, что некоторая случайная погрешность лежит в интервале dx будет

$$p_x = \frac{dn}{n} = f(x^2)\, dx.$$

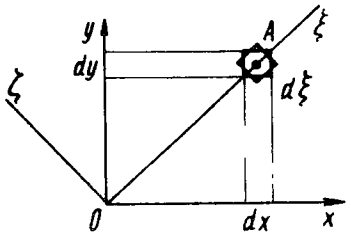


Рис. 4.1. К выводу уравнения распределения плотности вероятности

Вероятность того, что случайная погрешность лежит в интервале dy будет

$$p_y = \frac{dn}{n} = f(y^2)\, dy,$$

где $dx\,dy$ – прямоугольник (рис. 4.1).

Повернем теперь оси x, y на некоторый угол и обозначим их через ξ, ζ. Тогда аналогично можно написать

$$\rho_{\xi} = f(\xi^2)\, d\xi\,; \quad \rho_{\zeta} = f(\zeta^2)\, d\zeta\,.$$

Выберем $d\xi = dx$ и $d\zeta = dy$ и допустим, что центр прямоугольника $dx\,dy = d\xi\, d\zeta$ находится в точке A, и пусть эта точка лежит на оси ξ, тогда $\zeta = 0$, а $\xi^2 = x^2 + y^2$. Вероятность того, что точка A будет находиться в четырехугольнике $dx\,dy = d\xi\, d\zeta$, будет

$$f(x^2) f(y^2)\, dx\, dy = f(\xi^2) f(\zeta^2)\, d\xi\, d\zeta$$

или

$$f(x^2) f(y^2) = f(x^2 + y^2) f(0)\,.$$

Положим $x^2 = u$, $y^2 = v$, тогда

$$f(u) f(v) = f(0) f(u + v).$$

Отсюда

$$\frac{\partial f(u)}{\partial u} f(v) = f(0) \frac{\partial f(u+v)}{\partial u} = f(0) \frac{\partial f(u+v)}{\partial (u+v)}\,;$$

$$\frac{\partial f(v)}{\partial v} f(u) = f(0) \frac{\partial f(u+v)}{\partial v} = f(0) \frac{\partial f(u+v)}{\partial (u+v)}\,.$$

Но так как правые части равны, то

$$\frac{\partial f(u)}{f(u)\, du} = \frac{\partial f(v)}{f(v)\, \partial v} = a.$$

Отсюда

$$\ln f(u) = a \cdot u + \ln c.$$

Так как $f(u)$ должна быть убывающей, то, полагая $a = -h^2$, получим

$$f(u) = c \cdot e^{-h^2 x^2}\,.$$

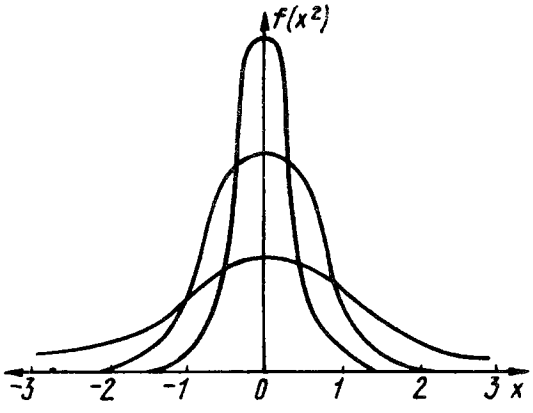
Тогда

$$dp = c \cdot e^{-h^2x^2} dx .$$

Интегрируя в пределах $-\infty$ до ∞, получим $p = 1$, т.е.

$$c \int_{-\infty}^{\infty} e^{-h^2x^2} dx = \frac{c}{h} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(hx)^2} d(hx) = 1 .$$

Обозначим $hx = z$ и, имея в виду, что



$$\int_0^{\infty} e^{-z^2} dz = \frac{\sqrt{\pi}}{2} ,$$

получим

$$c = \frac{h}{\sqrt{\pi}} .$$

Рис.4.2.Зависимость плотности распределения от меры точности

Следовательно,

$$f(x^2) = \frac{h}{\sqrt{\pi}} e^{-h^2x^2} ,$$

где h – мера точности; $f(x^2)$ – представлена на рис.4.2.

Кривая тем круче падает к оси x, чем больше h. Большое значение h отвечает тому случаю измерений, когда преобладают малые погрешности, а случайные большие встречаются очень редко. Вероятность того, что случайная погрешность находится в пределах $-x, x$, запишем в виде

$$p = \frac{h}{\sqrt{\pi}} \int_{-x}^{x} e^{-h^2x^2} dx = \frac{2h}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x} e^{-h^2x^2} dx$$

или

$$p = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{z} e^{-z^2} dz .$$

Значения интеграла вероятностей приведены ниже.

z	ρ	z	ρ
0	0	I,5	0,9669
0,I	0,II25	2	0,9953
0,5	0,52II5	3	0,99958
I	0,8427	4	0,99999

Наиболее вероятные значения измеряемой величины будут отвечать наибольшей величине $f(x^2)$. Это значение будет являться наилучшим значением измеряемой величины, но не истинным. Так как

$$x^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + \ldots + x_n^2$$

и

$$x_i = A - a_i,$$

где A наиболее вероятное, а a_i измеряемое значение величины X, то f_{max} будет получаться при $x^2{}_{min}$. Поэтому

$$\frac{dx^2}{dA} = 2(A-a_1) + 2(A-a_2) + \ldots + 2(A-a_n) = 0 .$$

Откуда

$$A = \frac{a_1 + a_2 + a_3 + \ldots + a_n}{n} = \sum_{i=1}^{n} a_i / n,$$

т.е.

$$nA = \sum_{i=1}^{n} a_i .$$

Но

$$A - a_1 = x_1, \quad A - a_2 = x_2, \ldots, \quad A - a_n = x_n,$$

поэтому

$$\sum_{1}^{n} x_i = 0.$$

Пусть истинное значение измеряемой величины будет X, а ошибки будут σ_i, т.е. $\sigma_i = x - a_i$, тогда

$$\sum_1^n \sigma_i = nX - \sum_1^n a_i$$

или

$$\sum_1^n \sigma_i = nX - nA,$$

откуда

$$A = X - \frac{\sum_1^n \sigma_i}{n} .$$

Поэтому

$$x_i = X - \frac{\sum_1^n \sigma_i}{n} - a_i = \sigma_i - \frac{\sum_1^n \sigma_i}{n} .$$

Следовательно, отклонение от среднего арифметического будет отличаться от погрешности истинного значения на малую величину $\Sigma \sigma_i / n$. Возводя x_i в квадрат и пренебрегая произведениями $\sigma_i \sigma_k$ при $i \neq k$, так как одинаково часто встречаются как положительные, так и отрицательные σ, получим

$$x_i^2 = \sigma_i^2 - \frac{2}{n} \sigma_i^2 + \frac{1}{n^2} \sum_1^n \sigma_i^2$$

или

$$\sum_1^n x_i^2 = \frac{n-1}{n} \sum_1^n \sigma_i^2 . \qquad (4.1)$$

При большом n сумма квадратов отклонений и сумма квадратов погрешностей оказываются одинаковыми.

Определим значение меры точности h из условия наибольшего значения вероятности при совместном появлении всех погрешностей. Так как

$$p = \left(\frac{h}{\sqrt{\pi}}\right)^n e^{-h^2(\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \ldots + \sigma_n^2)} d\sigma_1 + d\sigma_2 + \ldots d\sigma_n ,$$

то

$$\frac{d\rho}{dh} = 0 .$$

Отсюда получим

$$\frac{1}{h\sqrt{2}} = \sqrt{\frac{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \ldots + \sigma_n^2}{n}} = \sigma .$$

Параметр σ называется средней квадратической погрешностью отдельного измерения. Следовательно, мы выразим среднюю квадратическую погрешность через отклонения от среднего арифметического. Заменяя в этом выражении $\Sigma \sigma_i^2$ из выражения (4.I), получим

$$\sigma = \sqrt{\frac{x_1^2 + x_2^2 + \ldots + x_n^2}{n-1}} .$$

В артиллерийской практике применяется иной способ определения размеров рассеивания. Поясним это на примере стрельбы. Точки падения x снарядов являются случайными величинами, среднее значение которых (А) определяет положение центра попадания. Уклонение $(x - A)$ точек падения от среднего значения есть вместе с тем уклонение точек от центра попадания. Следовательно, разброс снарядов вокруг центра служит показателем качества стрельбы. Если отступать от центра вправо и влево на малые отрезки α, то лишь немногие снаряды будут ложиться внутри такого интервала (2α), т.е. вероятность того, что $|x - A| < \alpha$ будет мала.

При увеличении интервала будет увеличиваться вероятность все большего числа попаданий снарядов внутрь интервала. Интервал может быть таким, что все снаряды будут попадать в него, т.е. вероятность попадания в интервал будет равна единице.

Таким образом, при малых отрезках вероятность попадания внутрь интервала мала, но по мере их возрастания вероятность попадания внутрь интервала возрастает и достигнет при α_0 такого значения, при котором снаряд имеет одинаковую вероятность попадания как внутрь интервала $2\alpha_0$, так и вне его, т.е. каждая из этих вероятностей равна I/2.

Назовем вероятной погрешностью отдельного измерения такую величину, для которой половина случайных погрешностей находится в пределах $-r, r$, т.е. $p = 1/2$. Поэтому напишем

$$\frac{h}{\sqrt{\pi}} \int_{-r}^{r} e^{-h^2\sigma^2} d\sigma = \frac{1}{2}$$

или

$$\int_{0}^{hr} e^{-(h\sigma)^2} d(h\sigma) = \frac{\sqrt{\pi}}{4}.$$

Решив это уравнение относительно hr, получим

$$hr = 0{,}4769.$$

Откуда

$$r = 0{,}4769\sqrt{2}\,\sigma = 0{,}6745\,\sigma.$$

Отметим, что вероятностная погрешность суммы двух независимых величин выражается зависимостью

$$r = \sqrt{r_1^2 + r_2^2}. \qquad (4.2)$$

Если r_2 - вероятная погрешность закона равной вероятности, то

$$r_2 = 0{,}13. \qquad (4.3)$$

Пример. Вычислить вероятную погрешность начальной скорости по пяти измерениям (табл.4.1).

Таблица 4.1

Условия испытания

i	v_i	Δv_i	$(\Delta v_i)^2$
1	888,6	-1,3	1,69
2	893	3,1	9,61
3	885,7	-4,2	17,64
4	891,8	1,9	3,61
5	890,4	0,5	0,25
Σ	4449,5	0	32,8

$v_{ср} = 889$ м/с, $r_v = 0{,}6745\sqrt{32{,}8/4} = 1{,}93$ м/с (0,217%).

4.2. ХАРАКТЕРИСТИКА РАССЕИВАНИЯ УСЛОВИЙ ЗАРЯЖАНИЯ

Массы снарядов одной партии изготовления распределяются по закону, близкому к нормальному. Средняя масса снаряда, записанная в чертеже снаряда, называется чертежной или табличной массой. Для уменьшения влияния разнообразия масс снарядов их разделяют на группы, которые обозначаются условными знаками, называемыми массовыми знаками. В пределах одного массового знака массы снарядов распределяются по закону равной вероятности.

При массовом изготовлении зарядов и воспламенителей их взвешивание производится с такими допусками, которые позволяют иметь высокую производительность труда, но не слишком влияют на рассеивание скоростей и давлений.

В табл. 4.2 и 4.3 приведены допуски и вероятные отклонения в массах и импульсах давлений.

Таблица 4.2

Вероятное отклонение массы заряда

ω, кг	$\delta\omega$, %	r_ω, %
0–0,I	±0,5	0,2
0,I0I–0,25	±0,3	0,I2
0,25–0,50	±0,25	0,I
0,50–I	±0,20	0,08
I–I0	±0,35	0,06
более I0	±0,I0	0,04

Таблица 4.3

Вероятное отклонение массы воспламенителя

$\omega_в$, кг	$\delta\omega_в$,%	$r_{\omega_в}$,%	$r'_{J_к}$,%
0–5	±I0	3,9	0,39
6–25	±5	2	0,2
26–50	±3,5	I,4	0,I4
5I–I00	±2,5	I	0,I
I0I–200	±I,5	0,6	0,06
более 200	±I	0,4	0,04

Рассеивание вместимости зарядных камор происходит вследствие разнообразия в объемах запоясковых частей и размеров ведущих поясков, разнообразия размеров гильз, разнообразия досылок снарядов. По допускам можно установить r_{W_0}. Примерные вероятные отклонения в объемах камор равны: у пушек r_{W_0} = 0,2%, у гаубиц r_{W_0} = 0,5%.

Рассеивание давлений форсирования характеризуется данными табл. 4.4.

Таблица 4.4

Рассеивание давлений форсирования

d, мм	r_{p_0}, %	d, мм	r_{p_0}, %	d, мм	r_{p_0}, %
20	4,5	76	I,7	I30	I,3
37	3	85	I,6	I52	I,I
45	2,5	I00	I,5	I80	0,9
57	2,3	I22	I,4	203	0,8

Рассеивание сводов зерен характеризуется данными, приведенными ниже.

$2e_1$, мм	r_{2e_1}, %
0,I	4
I	I,2
2	I
3	0,8
4	0,7
5	0,5

4.3. РАССЕИВАНИЕ НАЧАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ И НАИБОЛЬШИХ ДАВЛЕНИЙ ПОРОХОВЫХ ГАЗОВ

Рассеивание скоростей и наибольших давлений зависит от рассеивания условий заряжания, а именно, масс снарядов и воспламенителей, вместимости камор, давлений форсирования (рассеивания размеров и механических характеристик ведущих пояскоз), наименьших размеров зерен и др. Рассеивание начальных скоростей и наибольших давлений будет зависеть не только от значений рассеивания условий заряжания, но и от чувствительности начальной скорости и наибольшего давления к изменению этих параметров. Например, если начальная скорость и наибольшее давление мало чувствительны к изменению какого-либо параметра, то даже значительное рассеивание этого параметра будет вызывать малое рассеивание скорости и давления.

Чувствительность начальной скорости и наибольшего давления характеризуется поправочными коэффициентами l_x и m_x. Рассеивание начальных скоростей и наибольших давлений с учетом чувствительности вычисляется по формулам:

$$r_{v,x} = l_x \cdot r_x ; \quad r_{p_m,x} = m_x \cdot r_x$$

Рассеивания условий заряжания независимы друг от друга, поэтому вероятные погрешности на отдельном выстреле могут быть вычислены по формулам:

$$r_\beta^2 = r_{v,q}^2 + r_{v,\omega}^2 + r_{v,\omega_B}^2 + r_{v,w_0}^2 + r_{v,\rho_0}^2 + r_{v,2e_1}^2 ;$$
$$r_{p_m}^2 = r_{p_m,q}^2 + r_{p_m,\omega}^2 + r_{p_m,\omega_B}^2 + r_{p_m,w_0}^2 + r_{p_m,\rho_0}^2 + r_{p_m,2e_1}^2 .$$

Пример. Вычислить погрешность в начальной скорости и наибольшем давлении при отдельном выстреле для 100-мм пушки при следующих данных:

$\Delta = 0{,}70$ кг/дм^3; $p_m = 400$ МПа; $\lambda_q = 5$; $\omega/q = 0{,}25$;
$Q_w = 315 \cdot 10^4$ Дж/кг; $\rho_0 = 30$ [illegible] Па; $r_q = 0{,}13\%$; $r_\omega = 0{,}06\%$;
$r_{J_K} = 0{,}1\%$; $r_{w_0} = 0{,}2\%$; $r_{\rho_0} = 1{,}5\%$; $r_{2e_1} = 0{,}03\%$;

Результаты вычислений сведены в табл. 4.5.

Таблица 4.5

К расчету рассеивания начальной скорости и давления

Параметр	Поправочные коэффициенты					
	$\lvert l_x \rvert$	$\lvert m_x \rvert$	$r_{v,x}$	$r_{p_m,x}$	$r_{v,x}^2 \cdot 10^6$	$r_{p_m,x}^2 \cdot 10^5$
q	0,30	1,04	0,039	0,135	1521	18225
ω	0,40	3,26	0,034	0,196	2916	38416
ω_B	0,36	2,24	0,036	0,224	1296	50176
w_0	0,45	2,06	0,090	0,412	8100	169544
ρ_0	0,04	0,16	0,060	0,240	5600	57600
$2e_1$	0,36	2,24	0,011	0,067	121	4489
Σ	–	–	–	–	17584	338650

Таким образом, $r_v = 0{,}13\%$; $r_{p_m} = 0{,}58\%$.

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

Характеристики снаряда и ствола

d – калибр орудия, т.е. диаметр канала ствола по полям нарезов;

$d_н$ – диаметр канала ствола по дну нарезов;

d_0 – начальный диаметр ведущего пояска;

d_c – диаметр снаряда у основания ведущего пояска;

$\bar{d}$ – средний диаметр пояска при его вдавливании на полную глубину нарезов;

d_1 – диаметр снаряда под пояском;

c_{11}, c_{12} – ширина пояска у его вершины (в случае 2 поясков);

c_{21}, c_{22} – ширина пояска у поверхности снаряда (в случае 2 поясков);

γ – угол наклона нарезки к образующей канала;

$t_н$ – глубина нареза;

$a_н$ – ширина нареза по полям;

$b_н$ – ширина по дну нареза;

s – поперечное сечение канала с учетом нарезов;

q – масса снаряда;

$p_н$ – начальное давление, при котором начинается врезание ведущего пояска в нарезы;

p_0 – давление форсирования ведущего пояска;

λ_1 – коэффициент распределения массы снаряда;

μ_1 – коэффициент трения пояска о поверхность канала;

W_0 – вместимость каморы, где помещается пороховой заряд;

l_0 – приведенная длина каморы ($l_0 = W_0/s$);

$l_{км}$ – истинная длина каморы ($l_{км} = W_0/s_{км}$);

$s_{км}$ – среднее сечение каморы:

χ – уширение каморы ($\chi = s_{км}/s = l_0/l_{км}$);

$l_{нр}$ – длина нарезной части канала;

$L_{кн}$ – длина канала от дна канала (дна гильзы) до дульного среза;

l_g – путь дна снаряда по каналу в момент вылета снаряда;

Q – масса откатывающихся частей орудия.

Характеристики заряда и газов

ω – масса заряда;

$2e_1$ – наименьшая толщина порохового зерна (свод трубки или зерна, толщина ленты);

$2a$ – ширина порохового зерна;

$2c$ – длина порохового зерна;

$d_к$ – диаметр канала зерна;

D – диаметр зерна;

s_1 – начальная поверхность зерна;

Λ_1 – объем зерна, заряда;

$J_к$ – импульс давления пороховых газов в конце горения заряда;

ω_2 – удельный объем пороховых газов при $t°C = 0$, $p = 9{,}807 \cdot 10^4$ Па;

T_1 – температура горения пороха;

α – коволюм пороховых газов;

σ – плотность пороха;

f – сила пороха;

θ – параметр расширения пороховых газов $\left(\theta = \frac{c_p}{c_v} - 1\right)$;

$\varkappa, \lambda, \mu$ – коэффициенты формы порохового зерна;

u_1, Λ – скорости горения при $p = 9{,}807 \cdot 10^4$ Па соответственно в линейном одночленном и степенном одночленном законах скорости горения;

Δ – плотность заряжания;

$B = (sJ_к)^2/f\omega\varphi q$ – параметр условий заряжания (параметр Дроздова).

Переменные величины

$z = e/e_1$ – относительный свод сгоревшего зерна;

ψ – относительная масса сгоревшего зерна;

$\sigma = s/s_1$ – относительная поверхность горящего зерна;

$p_{сн}, p, p_{кн}$ – соответственно давление пороховых газов на дно снаряда, среднее давление и давление на дно канала ствола;

l – путь снаряда по каналу (начало координат у дна снаряда);

v – скорость снаряда относительно канала ствола;

$v_д$ – скорость снаряда относительно канала ствола в момент вылета;

V – скорость отката ствола;

$v_а$ – скорость снаряда относительно земли;

S – поверхность зерна в данный момент времени;

u – скорость горения пороха;

$П$ – радиальное сопротивление ведущего пояска при врезании.

ЧИСЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АРТИЛЛЕРИЙСКИХ СИСТЕМ

Параметр	25 мм	45 мм обр. 1942 г.	76,2 мм обр. 1942 г.	85 мм	100 мм БС-3
1	2	3	4	5	6
Масса снаряда, кг	0,286	1,415	6,23	9,2	15,6
Марка пороха	6/7	7/7	9/7	НДТ-3--14/1	100/56
Масса заряда, кг	0,100	0,428	1,065	2,600	5,295
Скорость дульная, м/с	910	877,5	684,1	796,1	899,3
Длина хода нарезки, калибр	25	25	25	25	30
Число нарезов	12	16	32	24	40
Угол наклона нарезки, град	7°9′45″	7°9′43″	7°9′45″	7°9′45″	5°58′48″
Глубина нарезов, мм	0,25	0,5	0,76	0,85	1,5
Ширина нарезов:					
поля	2,14	4	2,1	3,62	2,55
дна	4,4	4,82	5,38	7,6	5,3
Длина нарезной части, мм	1680	2665	2587	3494	4625
Ширина пояска:					
у вершины	4,0	9,7	9,0	5,0--7,0	13,75--6,45
у поверхности снаряда	6,0	12,7	12,0	11,0--11,0	16,0--8,5
Высота переходного конуса, мм	-	20	19	13,5	45

I	2	3	4	5	6
Диаметр у основания конуса, мм	–	47,0	78,3	87,I	I07,5
Начальный диаметр пояска, мм	25,6	46,5	78,I3	87,I	I03,5
Диаметр снаряда у основания пояска, мм	24,8	44,5	75,I	84	99
Диаметр снаряда под пояском, мм	2I,9	4I,5	7I,5	80	94
Вместимость каморы, $дм^3$	0,II68	0,5I	I,452	3,94	7,83
Путь снаряда по каналу, м	I,73	2,7	2,7	3,5	4,7
Уширение каморы	I,472	I,I7	I,053	I,23	I,59
Наибольшее давление, МПа	284,4	279,5	245,0	245,0	294
Масса откатывающихся частей, кг	–	–	400	I265	I450

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

I. Дроздов Н.Ф. Решение задач внутренней баллистики для бездымного пироксилинового пороха. – Артиллерийский журнал, Спб.: 1903, № 5.

2. Дроздов Н.Ф. Решение задач внутренней баллистики. – Спб.: Изд. Михайловской артиллерийской академии, 1910.

3. Сюго М. Внутренная баллистика. – Л.: Изд. Военно-техн. академии, 1929.

4. Граве И.П. Основные зависимости во внутренней баллистике в общем случае. – Самарканд: Изд. Арт. академии, 1943.

5. Вентцель Д.А. Внутренняя баллистика. – М.: Изд. Военно-воздушной академии, 1948.

6. Граве И.П. Внутренняя баллистика. Пиродинамика. – Л.: Изд. Военно-техн. академии, т.II., 1933.

7. Чурбанов Е.В. Внутренняя баллистика. – Л.: Изд. Арт. академии, 1975.

8. Ермолаев С.М. и др. Внутренняя баллистика. – Л.: Изд. Высшего военно-морского училища, 1963.

9. Соломин П.С. Определение коэффициента трения меди о сталь при больших скоростях деформирования. – Изв. вузов Физика, 1958, № 1.

10. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика. – М.: Оборонгиз, 1949.

11. Таблицы внутренней баллистики. – М.: Воениздат 1942–43 .

12. Дроздов Н.Ф. Решение основного уравнения внутренней баллистики. – Л.: Изд. Арт.академии, 1936 .

I3. Бетехтин С.А., Горохов М.С. и др. Газодинамические основы внутренней баллистики.- М.: Оборонгиз, I957

I4. Поправочные формулы внутренней баллистики. - М.: Воениздат, I956.

I5. Горохов М.С. Таблицы основных функций и поправочных коэффициентов для расчетов при проектировании машин. - Ижевск: Изд. ИМИ, I979.

I6. Чуев Ю.В. Проектирование ствольных комплексов. - М.: Машиностроение, I976.

I7. Яковлев К.П. Математическая обработка результатов измерений. - М-Л.: ГИТТЛ, I950.

I8. Зенин А.А. О горении баллиститного пороха в широком диапазоне начальных температур. - ФГВ, № I, I967, с.45.

I9. Похил П.Ф. Механизм горения коллоидных порохов.- ИХФ -М.: ИХФ АН СССР, I954.

20. Давиденков Н.Н. Динамические испытания металлов. - М.: ОНТИ, I938.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие 3

Введение 5

I. Уравнения внутренней баллистики 8

I.I. Горение порохов и зарядов 8

I.I.I. Общие сведения о порохах 8

I.I.2. Зависимость для скорости горения пороха.. II

I.I.3. Теория горения порохов 12

I.I.4. Температурный коэффициент наибольшего давления 15

I.I.5. Закон газообразования 17

I.2. Движение снаряда 33

I.2.I. Общее уравнение движения снаряда 33

I.2.2. Зависимости для расчета сопротивления ведущего пояска 35

I.3. Распределение давлений в заснарядном пространстве 41

I.3.I. Распределение скоростей газопороховых слоев .....

I.3.2. Уравнение количеств движения. Зависимость для определения 7

I.3.3. Уравнение движения откатных масс и зависимость для давления на дно канала 43

I.4. Уравнение для полной работы газа 44

I.4.I. Работы, производимые газами. Коэффициент фиктивности 44

I.4.2. Уравнение для среднего давления 45

I.5. Главное уравнение 46

I.5.I. Уравнение эквивалентности 46

I.5.2. Обобщенное уравнение Резаля. Зависимости для расчетов в периоде расширения газа .. 48

I.5.3. Оценка значения изменения температуры газа 49

I.5.4. Распределение скорости и давления в заснарядном пространстве динамореактивной системы 50

I.5.5. Зависимость для оценки теплоотдачи 55

I.6. Живучесть стволов артиллерийских орудий 57

I.6.I. Общая характеристика износа каналов артсистем 57

I.6.2. Характеристика процесса износа каналов .. 59

I.6.3. Теория износа каналов 62

I.7. Основные зависимости внутренней баллистики и их преобразование 74

2. Теория баллистического подобия и ее применение к исследованию процесса выстрела 79

2.I. Полное баллистическое подобие ..... 7[illegible]

2.2. Подобие в периоде горения ..... 8[illegible]

2.3. Проектирование орудия наибольшей мощности 83
2.4. Исследование процесса выстрела 91
2.4.I. Система уравнений 91
2.4.2. Влияние параметров $\beta, \Delta, \varkappa$ на λ_m 94
2.4.3. Влияние изменения $\beta, \Delta, \varkappa$ на $\rho_к$ 96
2.4.4. Влияние изменения параметров $\beta, \Delta, \varkappa$ на $\lambda_к$ 99
2.5. Обобщенные зависимости Н.Ф. Дроздова I00
2.6. Обратная задача I02
2.7. Дифференциальные зависимости I04
2.7.I. Дифференциальные зависимости в случае упрощенных формул..... I04
2.7.2. Практические задачи II0
2.7.3. Влияние ω/q на дифференциальные коэффициенты II2
2.7.4. Практическое использование таблиц II2
3. Теория баллистического проектирования II5
3.1. Задача о наименьшей массе заряда II7
3.2. Задача о наименьшей вместимости каморы II9
3.3. Задача о наименьшей вместимости канала I23
3.4. Влияние ω/q на наивыгоднейшие условия заряжания 124
3.5. Влияние формы порохового зерна 124
3.6. Определение параметров канала 125
3.7. Примеры баллистического расчета .....

4.Основы методики баллистических испытаний 139

4.1. Закон распределения погрешностей измерения 139

4.2. Характеристика рассеивания условий заряжания .. 147

4.3. Рассеивание начальных скоростей и наибольших давлений пороховых газов 148

Приложение I. Основные обозначения 150

Приложение 2. Числовые характеристики артиллерийских систем 153

Список литературы 155

Михаил Семенович Горохов

ВНУТРЕННЯЯ БАЛЛИСТИКА СТВОЛЬНЫХ СИСТЕМ

Редактор Л.С.Антонова Технический редактор Т.И.Погудаева

Подписано в печать 23.09.85. Формат 60x84/16. Печать офсетная.
Печ.л.10,0. Уч.-изд.л. 6,8. Работа 10920.
Тираж 1154 экз. Заказ [illegible]

Замеченные опечатки в книге

Горохова М.С. "Внутренняя баллистика"

Стр.	Напечатано	Следует
I3	ккал/кг	кдж/кг
I3	числитель $5,6 \cdot I0^{-5}(Q_{вс}-550)$	$2,39 \cdot I0^{-5}(Q_{вс}-0,I268)$
I4	$f = 66728+8,28I0^{-3} \cdot Q_{вс}$	$f = (6,824+I4,84 \cdot Q_{вс}) I0^{7} \frac{дж}{кг}$
	$\alpha = (I,456-0,25I \cdot I0^{-3} \cdot Q_{вс}$	$\alpha = (I,384-2,08I \cdot Q_{вс}) \frac{м^3}{кг}$
	$\theta = 0,3-I,493I0^{-I0} \cdot Q_{вс}$	$\theta = 0,3-2,6I7I0^{-4} \cdot Q_{вс}$
	$u_1 = (2,434 \cdot I0^{-3} \cdot Q_{вс}-2,039)$	$u_1 = (42,66 \cdot Q_{вс}-2,039) I0^{-I0} \frac{м}{сек}$
35	(24)	(I24)
36	p	$p_д$
40	W_3	W_z
46	$Q_T = a_v + b \frac{T}{2}$	$Q_T = T(a_v + b \frac{T}{2})$
56	$\Delta Q/Q$	$\Delta Q/Q$ %
56	I7	I7%
72	A_3	A
73	(I47)	(I48)
8I	$\bar{\psi} =$	$\bar{\psi}-\rho =$
I05	$p = 0$	$p_0 = 0$
I06	$m_{Зк} = - \ldots + n \cdot \ln n$	$m_{Зк} = - \ldots - n \cdot \ln n$
II2	$a/\omega \cdot q$	$\omega/a \cdot q$
II9	$W_0 = 0,426$	$W_0 = 0,I426$
I22	τ_{v_i}	$\tau_{v_д}$
I35	$4d = 55$	$L/d = 55$
I35	рис. 3.3	рис. 3.4
50	$(1-\frac{1}{1+\theta})^{-(1+\theta)\frac{\psi-\psi_0}{\psi_0}}$	$\frac{\theta}{1+\theta} e^{-(1+\theta)\frac{\psi-\psi_0}{\psi_0}}$

45 $\int R dl$ ~~$\int R dl$~~